

THÈSE DE DOCTORAT DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

présentée par
Hélène LAFFON

pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

**Optimisation logicielle des performances instrumentales de H.E.S.S.
pour l'analyse des sources ténues de rayonnement gamma :
Application à l'étude de l'objet HESS J1832-092**

soutenue le 18 octobre 2012

Composition du jury :

M. Jürgen KNÖDLSER	Rapporteur
Mme Tiina SUOMIJÄRVI	Rapporteur
M. Giovanni LAMANNA	Président du jury
M. Mathieu de NAUROIS	Examineur
Mme Emma de OÑA WHILELMI	Examineur
M. Gérard FONTAINE	Directeur de thèse
M. Bruno KHÉLIFI	Co-directeur de thèse

Laboratoire Leprince-Ringuet
École Polytechnique
91128 PALAISEAU cedex

À K.

Remerciements

La fin d'une thèse de doctorat est l'aboutissement d'une expérience enrichissante tant du point de vue scientifique que des relations humaines. C'est à la fois une grande fierté d'avoir pu mener ce projet à son terme et un soulagement d'en arriver à bout. Pendant ces trois années de nombreuses personnes m'ont soutenue et encouragée, aidée et conseillée. C'est un peu grâce à tous ces acteurs que ce manuscrit a pu voir le jour et je souhaiterais les remercier chaleureusement. En faire une liste exhaustive étant bien évidemment impossible, je remercie d'avance tous ceux que j'aurais omis par mégarde ou que je ne peux pas citer ici.

Tout d'abord je voudrais remercier Jean-Claude Brient de m'avoir accueillie au Laboratoire Leprince-Ringuet durant ces trois ans. J'y ai trouvé des conditions de travail optimales et j'ai ainsi pu effectuer ma thèse dans un environnement très agréable et idéal pour une formation à la recherche.

Je voudrais ensuite exprimer toute ma gratitude à mes directeurs de thèse, Bruno Khélifi et Gérard Fontaine. Bruno, tu m'as communiqué ta passion pour l'astrophysique des hautes énergies et tu as su m'encourager à toutes les étapes clés de ma thèse. Tu as toujours été là pour moi, que ce soit pour des problèmes informatiques, des discussions sur la physique ou dans des périodes difficiles. Tu étais présent à tout moment et je t'en remercie grandement, car je sais que les directeurs comme toi sont rares et j'ai eu beaucoup de chance de t'avoir à mes côtés. Gérard, tes obligations au concours ne t'ont pas permis de me consacrer beaucoup de temps durant les premières années mais tu as été très présent au moment de la rédaction du papier et du manuscrit. Tes remarques et tes conseils avisés en ont beaucoup amélioré la qualité. Je te remercie d'avoir été à mon écoute et de m'avoir aidée dans mes choix et mes diverses démarches administratives.

J'aimerais ensuite remercier vivement les membres de mon jury d'avoir accepté d'en faire partie. Un grand merci tout d'abord à mes rapporteurs, Tiina Suomijärvi et Jürgen Knödseder, d'avoir eu la détermination nécessaire pour lire ce manuscrit en détail malgré la longueur de la partie introductive qui en aurait découragé plus d'un. Merci également aux examinateurs, Emma de Oña Whilelmi et Mathieu de Naurois, ainsi qu'à Giovanni Lamanna, président du jury, d'avoir contribué à faire du jour de ma soutenance un accomplissement et un jour de fête plutôt qu'un examen impitoyable comme je l'avais imaginé.

Je voudrais aussi remercier chaleureusement le groupe astro du LLR pour les discussions variées et les agréables moments en votre compagnie, même si je n'ai pas vraiment pu échanger avec vous durant la dernière année. Merci donc à Berrie, Deirdre, Steve, Pascal, Yvonne, Denis et Philippe. Merci également à Bernard pour les nombreuses discussions autour de la physique en général et pour toutes les anecdotes que j'ai eu le plaisir d'écouter. Merci surtout aux thésards du groupe, David, François et Jonathan. Vous m'avez énormément aidée pendant ces trois ans et je vous en suis particulièrement reconnaissante.

Merci également à tous les membres de la collaboration H.E.S.S. auprès de qui j'ai eu beaucoup de plaisir à apprendre et à me former. Merci à Vincent, Fabio, Matthieu, Arache et Régis en particulier, ce fut un plaisir de travailler avec vous que j'espère bien prolonger pendant les trois années suivantes. Merci aussi à Aion, Matteo, Lucie, Camille, Fabien, Jean-Philippe, Santiago, Clémentina, Marie-Hélène, Kathrin, Peter, Michael, Arnim, Francesca, Iurii, Matt, Ryan, Dirk et tous ceux avec qui j'ai eu l'occasion de bavarder autour d'un verre lors des réunions de collaborations.

Je voudrais ensuite remercier les jeunes du LLR avec qui j'ai beaucoup apprécié discuter de tout et de rien, organiser des pique-niques et barbecues ainsi que de mémorables parties de basketball pour se défouler. Merci infiniment à JP, David, Amjad, Nadir, Yacine, Benjamin, Thomas, Magali, Ivo, Clémentine et Lamia. Merci aussi à l'équipe du LLR Football Club au sein de laquelle j'ai pu participer aux tournois de foot inter-labos. Merci notamment à Stéphane, José, Julien et Marc pour votre bonne humeur sans faille, même dans la défaite !

J'aimerais plus généralement remercier tous les membres du Laboratoire Leprince-Ringuet, ces trois années passées au LLR ont été vraiment très agréables et vont beaucoup me manquer. Un grand merci aux services informatique, technique et administratif pour leur aide et leur disponibilité. Merci en particulier à Hamid, Eric, Pascale, Alain, Sandrine, Nora, Sylvaine, Maïthé, Brigitte, Elodie F.-M., Elodie D. et Sarah.

Je remercie aussi tous les membres X'Doc, j'ai eu grand plaisir à vous rencontrer et à participer aux événements de l'association avec vous. Merci particulièrement à Marc, Gauthier, Blaise, Tatiana, Alessandra, Vincent et David.

Mon séjour à l'Ecole Polytechnique a été riche en échanges et rencontres avec les nombreux acteurs de l'X et il serait difficile de citer tout le monde. Merci cependant à mes camarades de fitness, Fanfan, Carole, Coralie, Blandine et Danielle. Merci aux membres de l'EDX, Fabrice, Audrey, Alexandra, Claudette et Christine pour leur amabilité et leur disponibilité. Merci enfin à Laurent que le destin (et surtout les cistes !) m'a permis de rencontrer à l'X. J'ai été très heureuse de faire ta connaissance et je sais que nos chemins se croiseront à nouveau.

Il est parfois difficile de concilier une activité aussi prenante qu'est la recherche, et à plus forte raison une thèse, avec une vie sociale pleinement remplie, surtout pendant les derniers mois de rédaction. Je voudrais cependant remercier tous mes amis de m'avoir soutenue dans ces moments difficiles et d'avoir été compréhensifs à ce sujet. Merci à mes très chères amies Séverine et Alizée, on n'a pas eu beaucoup d'occasions de se voir ces dernières années mais vous avez toujours une place de choix dans mon cœur. Merci à mes camarades du Master NPAC, Corinne, Michaël et Guillaume en particulier. Enfin, merci bien évidemment à Adeline, Auriane, Bérénice, Camille, Lamia, Maxime, Jordi, Gaël, Julien, Minault, Nial, Réza, Nanou et tous les autres.

Je n'en serais pas arrivée là sans le soutien sans faille de ma famille à qui je dois énormément. Merci à ma soeur chérie qui m'a préparé un pot de thèse digne des plus grands pâtisseries. Merci à Philippe et surtout à ma mère, vous avez été là pour moi tout au long de ma thèse, à l'écoute de mes soucis et vous avez su me conseiller quand il le fallait. Merci aussi à mon père et à mes tantes d'être venus assister à ma soutenance et tenter de comprendre la nature de mon travail de recherche.

Non je ne t'ai pas oublié, *last but not least* comme on dit, merci infiniment à toi, Yassine, d'avoir été à mes côtés tout au long de ma thèse et bien avant, pour le meilleur et surtout le pire avec un soutien à toute épreuve. Merci surtout de m'avoir préparé de bons petits plats que j'ai tant appréciés après mes longues journées de travail.

Enfin, merci à toi, lecteur, qui t'apprêtes à explorer ce manuscrit en long et en large ou simplement à rechercher quelques références, en espérant que ces longs mois d'écriture te seront utiles.

Table des matières

I	L'Astronomie gamma	3
1	Le rayonnement cosmique	5
1.1	Historique	5
1.2	Le spectre des rayons cosmiques	8
1.2.1	Caractéristiques du spectre hadronique	8
1.2.2	Les électrons cosmiques	10
1.3	Lien avec l'astronomie gamma	15
2	Les mécanismes d'accélération	17
2.1	Accélération par champ électrique	18
2.2	Accélération par onde de choc	23
2.2.1	Fermi du 2 ^e ordre	23
2.2.2	Fermi du 1 ^{er} ordre	25
2.2.3	Spectres en loi de puissance	29
2.2.4	Effets non linéaires	30
2.3	Injection des particules	32
2.4	Énergie maximale	34
2.4.1	Critère de Hillas	34
2.4.2	Autres effets limitants	34
2.5	Propagation des rayons cosmiques	36
3	Les processus radiatifs	37
3.1	Processus leptoniques	37
3.1.1	Rayonnement synchrotron	37
3.1.2	Processus Compton inverse	40
3.1.3	Émission Synchro-Self Compton (SSC)	43
3.1.4	Rayonnement de freinage ou bremsstrahlung	44
3.2	Processus hadroniques	44
3.3	Processus exotiques	46
3.3.1	Annihilation de WIMPs	46
3.3.2	Autres processus	47
3.4	Absorption des photons	47
4	Les sources gamma	49
4.1	Sources galactiques	49
4.1.1	Vestiges de supernovae	50
4.1.2	Pulsars	61
4.1.3	Nébuleuses de pulsars	67
4.1.4	Systèmes binaires	78

4.1.5	Le centre galactique	81
4.1.6	Amas globulaires	81
4.1.7	L'émission diffuse	81
4.2	Sources extragalactiques	83
4.2.1	Galaxies à noyau actif	83
4.2.2	Galaxies à flambée d'étoiles	89
4.2.3	Autres sources	90

II Instrumentation et méthodes d'analyse 93

5 Les détecteurs en astronomie gamma 95

5.1	Les satellites	96
5.1.1	Bref historique	96
5.1.2	Fermi	97
5.2	Les détecteurs au sol	98
5.2.1	Les gerbes atmosphériques	98
5.2.2	Les détecteurs de particules	102
5.2.3	Les télescopes à effet Tcherenkov	107
5.3	Le réseau de télescopes H.E.S.S.	111
5.3.1	Structure et miroirs	111
5.3.2	Caméras	113
5.3.3	Déroulement des observations	116
5.3.4	H.E.S.S. II	117
5.4	Projets futurs	118

6 Analyse et méthodes 121

6.1	Reconstruction des événements	123
6.1.1	Nettoyage des images	123
6.1.2	Méthode de Hillas	124
6.1.3	Model	131
6.1.4	Model 3D	132
6.2	Reconstruction de l'énergie	134
6.3	Analyse Multi-variée (MVA)	135
6.3.1	Paramètres discriminants	136
6.3.2	Déroulement de l'analyse Paris-MVA	139
6.3.3	Définition des coupures	139
6.4	Soustraction du bruit de fond résiduel	140
6.4.1	La méthode On - Off	140
6.4.2	Les régions d'exclusion	143
6.5	Fonctions d'instrument	143
6.5.1	Acceptances radiales	143
6.5.2	GRA	144
6.5.3	PSF	145

6.5.4	Surfaces de collection	148
6.5.5	Résolution en énergie	150
6.6	Création de cartes et spectres	150
6.6.1	Cartes d'excès	150
6.6.2	Cartes de significativité	151
6.6.3	Spectres en énergie	153
6.6.4	Courbes de lumière	154
6.6.5	Erreurs systématiques	155

III Résultats 157

7	Détection automatique de sources et amélioration de la soustraction du bruit de fond	159
7.1	But	159
7.2	L'algorithme de double seuil	160
7.3	Tests de la méthode	162
7.3.1	Effet des différentes coupures	162
7.3.2	Effet des différents seuils	165
7.3.3	Simulation des fluctuations du fond	166
7.3.4	Nombre d'itérations nécessaires	171
7.4	Résultats sur un exemple de champ de vue	175
7.4.1	HotSpot J1813-163	178
7.4.2	HotSpot J1751-266 et HotSpot J1750-272	179
7.4.3	HotSpot J1756-250	179
7.5	Conclusion	180
8	Amélioration de la résolution angulaire	183
8.1	Principe et mise en place de la méthode	184
8.2	Étude de la PSF en fonction des paramètres de gerbe	185
8.2.1	Choix d'un paramètre de décision	185
8.2.2	Création des tables de décision	196
8.3	Performances de la méthode combinée sur les simulations	197
8.3.1	Méthode ξ	197
8.3.2	Cas idéal	201
8.4	Application aux données réelles	204
8.4.1	Statistiques	205
8.4.2	Spectre	206
8.5	Conclusion	208
9	Étude d'une source non identifiée : HESS J1832 – 092	211
9.1	Présentation de la région	211
9.2	Observations avec H.E.S.S.	213
9.2.1	Sélection des données et méthodes utilisées	213

9.2.2	Améliorations apportées par les nouveaux outils	214
9.2.3	Position et extension	216
9.2.4	Spectre	225
9.2.5	Courbe de lumière	227
9.3	Données multi-longueurs d'onde	228
9.3.1	SNR G22.7-0.2	228
9.3.2	Nuages moléculaires	229
9.3.3	Observations en rayons X	233
9.3.4	Données infrarouges	240
9.3.5	Observations au GeV avec Fermi	241
9.4	Interprétation	242
9.4.1	Interaction avec un nuage moléculaire	242
9.4.2	Scénario PWN	246
9.4.3	Système binaire	251
9.5	Conclusion	252
A	Les modèles d'accélération dans les pulsars	257
A.1	Polar Cap	257
A.2	Slot Gap et caustiques à deux pôles	260
A.3	Outer Gap	261
B	Observation des nuages moléculaires	263
B.1	Mesure de la raie du ^{13}CO	263
B.2	Le modèle de rotation de la Galaxie	264
	Bibliographie	269

Introduction

En 1912, Victor Hess découvre les rayons cosmiques, ces particules chargées provenant du cosmos produisant des gerbes de particules à leur entrée dans l'atmosphère terrestre. Cette découverte marque l'avènement de la physique des particules et des astroparticules et le début de la quête de l'origine de ces rayons cosmiques. L'énergie colossale qu'ils transportent laisse à penser qu'ils proviennent d'objets où ont lieu les phénomènes les plus violents de l'Univers, comme les galaxies à noyau actif ou les explosions de supernovae. Cependant, cent ans après leur découverte, le mystère de leur origine reste entier malgré les avancées considérables réalisées dans ce domaine. En effet, lorsque les rayons cosmiques chargés se propagent dans l'espace, leur trajectoire subit des déviations imposées par les champs magnétiques rencontrés sur leur chemin. À cause de ces déviations, il est impossible de déterminer leur provenance, sauf éventuellement pour les plus énergétiques d'entre eux, qui sont également les plus rares.

Une des solutions développées pour rechercher l'origine de ces rayons consiste à observer les radiations qu'ils produisent en interagissant avec les particules et les champs magnétiques rencontrés sur leur trajet. En effet, les photons ainsi produits se propagent en ligne droite, nous permettant de retrouver leur direction d'origine. Ces radiations s'étendent sur toute la gamme du spectre électromagnétique et notamment en rayons gamma, à l'extrémité haute du spectre, qui vont particulièrement nous intéresser dans cette thèse. L'observation de rayons gamma traduit en effet la présence de phénomènes très violents et indique de potentiels sites d'accélération de rayons cosmiques. L'étude détaillée du spectre des sources gamma observées peut nous permettre de comprendre les processus de production de ces photons et par conséquent quelles particules en sont responsables. Les rayons gamma constituent donc une détection indirecte, potentiellement près de leur source, de ces rayons cosmiques à l'origine si mystérieuse.

Les vestiges de supernovae, créés à la suite de l'explosion d'étoiles massives, constituent un des sites d'accélération des rayons cosmiques favoris au sein de notre galaxie, la Voie Lactée. La recherche de rayons gamma provenant de ces objets pourrait donc permettre de confirmer cette hypothèse. Cependant, bien que de nombreux vestiges de supernovae aient été observés en rayons gamma, les processus à l'origine de leur production sont difficilement contraints et la communauté scientifique n'a pu à ce jour établir avec certitude la nature des rayons cosmiques accélérés par ces objets. Cependant, au-delà de la recherche de l'origine des cosmiques, objectif historique de la discipline, il est également possible d'étudier en détail les propriétés astrophysiques des sources émettant en gamma. De nombreux modèles théoriques décrivant la dynamique de ces objets ont en effet été développés et peuvent être confrontés aux observations.

Le réseau de télescopes H.E.S.S., situé en Namibie, est un instrument de troisième génération à la pointe de la technologie de l'astronomie gamma au sol. Sa localisation dans l'hémisphère sud lui permet d'observer largement la Voie Lactée et notamment ses parties centrales. Constitué à l'origine de quatre télescopes capables d'observer les cascades de particules créées lors de la pénétration des rayons gamma dans l'atmosphère, il a permis la

découverte de plusieurs dizaines de nouvelles sources gamma depuis sa mise en service en 2003.

Après environ 10 ans d'observations fructueuses, il est maintenant nécessaire de repousser toujours plus loin les limites de sensibilité de l'instrument afin de continuer à découvrir de nouvelles sources. Cette problématique s'applique particulièrement à l'observation de notre galaxie, qui contient de nombreuses sources gamma mais dont les plus lointaines sont très faibles et difficilement détectables. Par conséquent, le développement de méthodes d'analyse plus performantes peut nous permettre de réaliser des études plus fines de sources déjà connues d'une part et d'en découvrir de nouvelles d'autre part. La mise en place de ces techniques avancées est l'objet de cette thèse, orientée principalement vers les sources galactiques, mais également applicable aux sources extragalactiques.

La première partie de ce manuscrit décrit l'astronomie gamma sous tous ses aspects. Nous exposerons tout d'abord les caractéristiques du rayonnement cosmique dont on cherche à percer l'origine et son lien avec l'astronomie gamma. Puis nous verrons les principaux mécanismes d'accélération évoqués dans la littérature et les processus de production de rayons gamma. Pour finir nous présenterons une revue des différents types de source susceptibles d'émettre en gamma et leurs particularités.

La deuxième partie sera consacrée à l'instrumentation avec une brève description des types de détecteurs développés pour l'étude des rayons cosmiques et du principe de la technique d'imagerie Tcherenkov, utilisée par les télescopes H.E.S.S.. Nous verrons également les méthodes d'analyse employées avec cette technique, en particulier les méthodes de reconstruction des événements et de discrimination du bruit de fond.

Enfin la dernière partie présentera les résultats des travaux réalisés durant cette thèse. Nous décrirons une méthode permettant de rechercher automatiquement de nouvelles sources dans les données et des techniques visant à améliorer la soustraction du bruit de fond et la résolution angulaire de l'instrument. Ces améliorations seront optimisées pour l'étude des sources faibles mais pourraient également être appliquées aux sources brillantes en vue de réaliser une analyse plus fine de leur morphologie ou de leur variabilité.

Nous appliquerons finalement ces différentes techniques à l'étude d'une source faible située dans une région complexe du plan galactique, potentiellement associée à un vestige de supernova. Nous tenterons de déterminer la nature des processus à l'origine de l'émission observée à l'aide d'observations multi-longueurs d'onde et de considérations énergétiques.

Première partie

L'Astronomie gamma

Le rayonnement cosmique

Sommaire

1.1	Historique	5
1.2	Le spectre des rayons cosmiques	8
1.2.1	Caractéristiques du spectre hadronique	8
1.2.2	Les électrons cosmiques	10
1.3	Lien avec l'astronomie gamma	15

1.1 Historique

La découverte du rayonnement cosmique remonte au début du XXème siècle quand Charles Wilson remarque que l'atmosphère est légèrement ionisée, mais il n'a pas encore d'explication à ce phénomène. Afin de déterminer si ce rayonnement ionisant est d'origine tellurique, Théodor Wulf, un prêtre jésuite allemand, conçoit un électroscope destiné à mesurer le taux d'ionisation en altitude (voir figure 1.2). Il prédit que si le rayonnement provient de la radioactivité des roches terrestres, son pouvoir ionisant doit diminuer de moitié à une altitude de 80 m. En 1910, il effectue des mesures en haut de la tour Eiffel mais constate que le taux de décharge observé décroît beaucoup moins que prévu avec un taux dix fois trop grand par rapport aux prédictions [Wulf 1910]. Il conclut donc que ce rayonnement doit avoir une autre origine, et provient peut-être de l'espace.

En 1912, le physicien autrichien Victor Hess décide de faire des expériences en ballon (voir figure 1.1) pour vérifier cette nouvelle hypothèse. Il utilise le même type d'électroscope développé par Wulf mais avec des modifications permettant de résister à la baisse de pression atmosphérique et à la chute de température à haute altitude. Il réalise plusieurs ascensions et parvient jusqu'à 5000 m d'altitude où le taux de décharge observé est bien supérieur à celui au sol. Il met ainsi en évidence l'origine cosmique de ce rayonnement en montrant que le taux d'ionisation augmente avec l'altitude [Hess 1912].

Six ans après, Arthur Compton observe que le rayonnement varie en fonction de la latitude à cause de l'influence du champ magnétique terrestre, prouvant ainsi que les rayons cosmiques sont des particules chargées. Plus tard, en 1934, les physiciens Walter Baade et Fritz Zwicky observent l'explosion d'une supernova et suggèrent pour la première fois que les rayons cosmiques pourraient provenir de ces objets très puissants [Baade 1934]. Puis, en 1938, Pierre Auger découvre que les rayons cosmiques forment des gerbes de particules en interagissant avec les atomes présents dans l'atmosphère [Auger 1939]. Les rayons cosmiques sont longtemps

utilisés pour étudier les particules et permettent la découverte du positron en 1932 par Carl Anderson, puis du muon en 1936 et du pion en 1947.

En 1949, Enrico Fermi a l'idée d'un mécanisme d'accélération capable d'accélérer les rayons cosmiques par chocs diffusifs dans des nuages magnétiques [Fermi 1949]. Cinq ans plus tard, il propose un second mécanisme plus efficace dans le cadre d'ondes de chocs forts présentes dans les vestiges de supernovæ [Fermi 1954]. Les années 1950 voient la construction des premiers accélérateurs terrestres et les physiciens des particules cessent d'utiliser les rayons cosmiques. Les physiciens qui continuent de s'y intéresser se focalisent désormais sur les questions astrophysiques de leur origine et des mécanismes responsables de leur accélération.



FIGURE 1.1 – *Gauche : Victor Hess de retour d'une ascension en ballon destinée à mesurer le taux d'ionisation de l'atmosphère en fonction de l'altitude. Droite : photo de Pierre Auger en 1935, peu avant sa découverte des grandes gerbes atmosphériques.*



FIGURE 1.2 – *Type d'électroscope utilisé par Theodor Wulf pour mesurer le taux d'ionisation de l'atmosphère.*

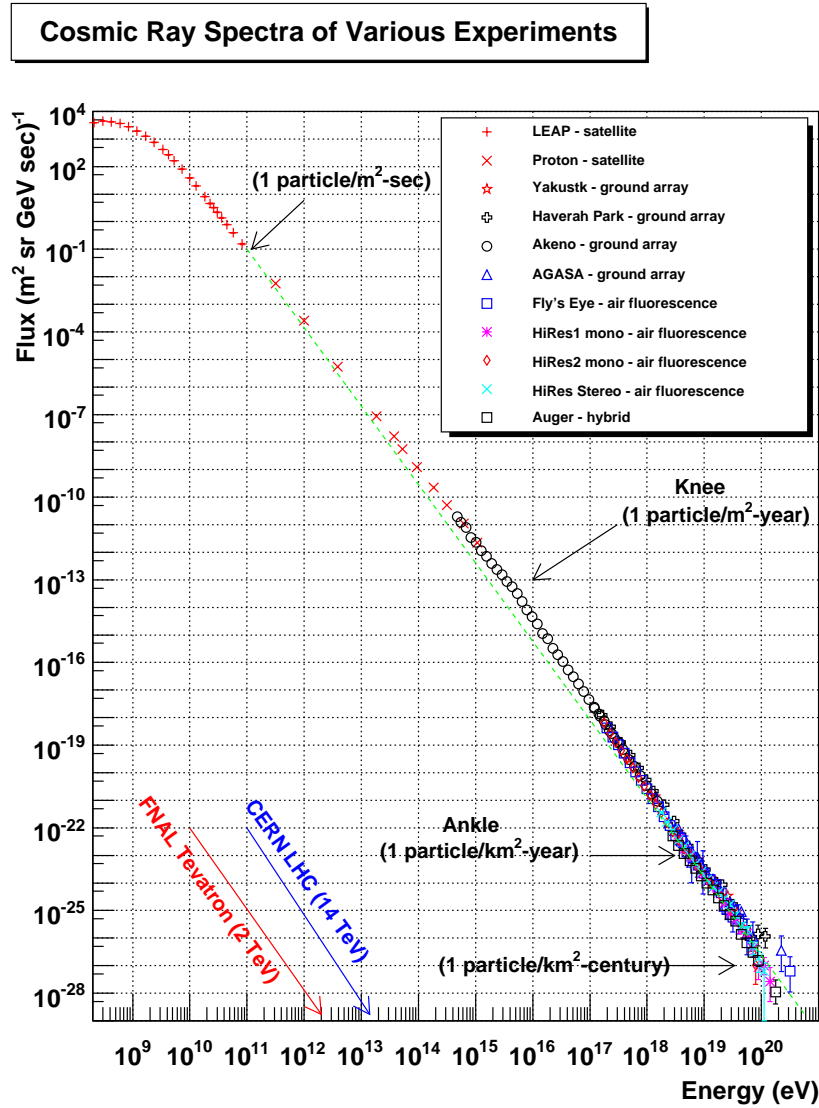


FIGURE 1.3 – Spectre du rayonnement cosmique mesuré sur Terre. Crédit : <http://www.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html>.

1.2 Le spectre des rayons cosmiques

Le rayonnement cosmique est composé d’astroparticules qui peuvent être chargées (protons, électrons) ou neutres (photons, neutrinos) qui parcourent le cosmos. Par convention, dans ce manuscrit, les rayons cosmiques feront référence aux particules chargées uniquement.

Le rayonnement cosmique chargé est donc composé à 99% de hadrons (protons et noyaux atomiques) et seulement 1% d’électrons ou positrons. Par conséquent, la recherche de l’origine des rayons cosmiques se focalise souvent sur les hadrons mais les électrons constituent néanmoins une part non négligeable de ce rayonnement. Leur étude permet d’accéder à des informations supplémentaires sur leurs sources potentielles. Nous détaillerons donc dans une première partie les caractéristiques principales du spectre des hadrons cosmiques puis nous verrons les spécificités des électrons et positrons cosmiques mesurés au voisinage de la Terre et leur implication.

1.2.1 Caractéristiques du spectre hadronique

Le spectre des rayons cosmiques mesuré sur Terre s’étend sur plus de 30 ordres de grandeur en flux et 12 en énergie (voir figure 1.3). Il peut globalement être décrit par une loi de puissance de type $\frac{dN}{dE} \propto E^{-\Gamma}$ mais il comporte toutefois des caractéristiques spécifiques traduisant un changement de régime à certaines énergies. En effet, de 10^{10}eV à 10^{15}eV la pente est de $\Gamma=2.7$ mais le spectre présente une cassure couramment appelée “genou” aux alentours de $5 \times 10^{15}\text{eV}$, où il devient plus mou avec un indice Γ de 3.1 jusqu’à la “cheville” située aux alentours de $4 \times 10^{18}\text{eV}$. Ensuite la pente retombe à 2.7 jusqu’à 10^{20}eV .

En 1966, Greisen, Zatsepin et Kuz’mine ont prédit une coupure dans le spectre des rayons cosmiques autour de 10^{19}eV [Greisen 1966, Zatsepin 1966] qui correspond à l’horizon visible des protons à très haute énergie. Cette coupure, appelée coupure GZK, est due à l’interaction des protons cosmiques avec les photons du fond diffus cosmologique produisant la résonance Δ^+ , qui se désintègre soit en un proton et un pion neutre, soit en un neutron et un pion chargé. Cette coupure a été observée aux environs de $5 \times 10^{19}\text{eV}$ par l’expérience HiRes [Thomson 2006] et à $4 \times 10^{19}\text{eV}$ par l’observatoire Auger [Abraham 2008]. Néanmoins, l’existence de cette coupure reste controversée et pourrait également s’expliquer par des limitations énergétiques intrinsèques aux objets accélérateurs.

Enfin ce rayonnement présente la caractéristique d’être isotrope, du moins pour les énergies inférieures à 10^{12}eV . En effet, comme il est composé de particules chargées, ces dernières vont être déviées par les champs magnétiques présents dans la galaxie tout au long de leur propagation. L’information sur leur direction est ainsi perdue, laissant planer le mystère sur leur origine. Les rayons cosmiques d’énergie supérieure à 10^{12}eV présentent en revanche des anisotropies à grande échelle [Abdo 2009a, Abbasi 2010]. On peut néanmoins considérer que les cosmiques au TeV sont localement isotropes dans une direction donnée (à des échelles de l’ordre de quelques degrés).

Composition

Parmi les hadrons cosmiques, on compte globalement 89% de protons, 10% de noyaux d'Hélium et 1% d'éléments plus lourds. Les noyaux de Lithium, Béryllium et Bore sont des produits de spallation créés lors de la propagation des cosmiques. Ces éléments nous apportent des informations précieuses sur les conditions de leur propagation. Tout d'abord, leur abondance permet d'estimer l'épaisseur de matière moyenne traversée par les cosmiques à environ 5 à 10 g/cm². D'autre part, le ¹⁰Be est un élément radioactif dont la durée de vie est d'environ 4×10^6 ans. L'abondance de cet élément nous renseigne donc sur le temps moyen passé par les cosmiques dans notre galaxie, qui serait d'environ 10^7 ans. On peut donc en déduire la densité moyenne du milieu traversé par les cosmiques qui serait de l'ordre de 0.3 protons/cm³. Comme la densité moyenne dans le disque galactique est de 1 proton/cm³, les rayons cosmiques doivent probablement passer une partie de leur temps dans le halo galactique, de densité plus faible.

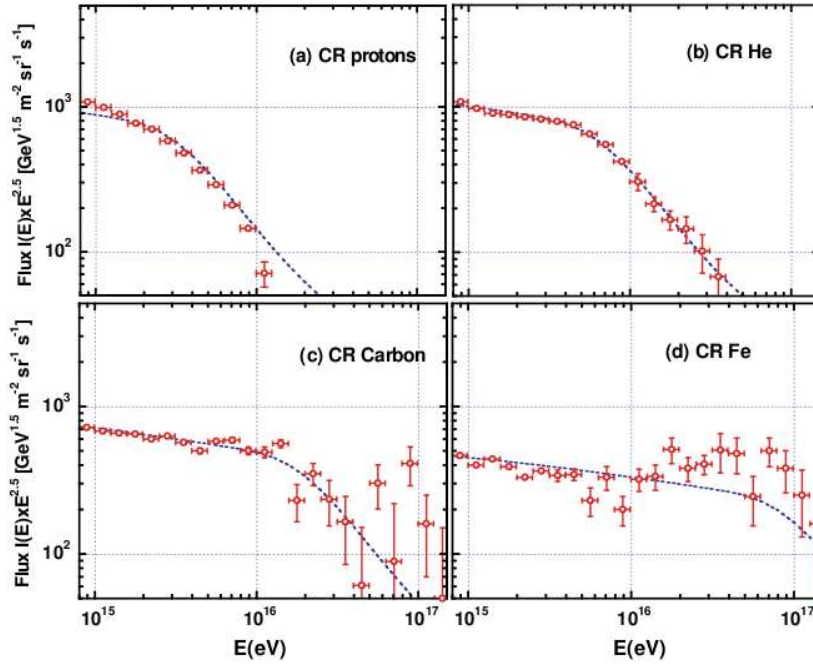


FIGURE 1.4 – Spectres de protons, noyaux d'Hélium, de Carbone et de Fer provenant du rayonnement cosmique mesurés par l'expérience KASCADE [Kampert 2004].

La composition particulière du rayonnement cosmique peut également expliquer ses caractéristiques spectrales. L'expérience KASCADE a par exemple montré l'existence de plusieurs "genoux" entre 10^{15} et 10^{17} eV. Celui observé à 10^{15} eV est dû aux protons cosmiques, et un second genou observé à 10^{17} eV serait, lui, dû aux noyaux de Fer. En réalité, [Kampert 2004] concluent que le régime correspondant à la pente d'indice $\Gamma \simeq 3.1$ peut s'expliquer par la superposition des genoux d'éléments plus lourds, dont l'énergie augmente avec Z , comme on peut le voir sur la figure 1.4.

Origine

Le spectre des cosmiques nous indique que ce rayonnement est manifestement dû à des phénomènes non thermiques. Les énergies considérables atteintes laissent présager qu'ils proviennent des sites astrophysiques les plus violents de l'univers. Cependant la question de leur origine est délicate car les sites et les mécanismes d'accélération doivent permettre de reproduire les caractéristiques du spectre observé : la distribution en énergie et les changements de régime associés au changement d'indice, ainsi que la composition du rayonnement. Les vestiges de supernovae ont rapidement été proposées comme candidats à l'accélération des rayons cosmiques grâce au mécanisme d'accélération par onde de choc que nous verrons au chapitre 2, de part leur fréquence (une explosion de supernova tous les 30 ans environ dans la Galaxie) et leur bilan énergétique (environ 10^{51} erg pour les supernovae de type II). En considérant que 10% de l'énergie des supernovae servent à l'accélération des cosmiques, les modèles théoriques parviennent à reproduire le spectre observé sur Terre, mais seulement jusqu'à 10^{15} eV environ, voire 10^{16} eV si l'onde de choc est relativiste [Gallant 2002]. Au-delà, d'autres accélérateurs doivent prendre le relai, comme nous le verrons au chapitre 4.

Les rayons cosmiques chargés étant déviés par les champs magnétiques présents dans la galaxie, leur rayon de giration est donné par :

$$R \simeq \frac{1.07}{Z} \left(\frac{E}{\text{PeV}} \right) \left(\frac{B}{\mu\text{G}} \right) \text{ pc}$$

Seuls ceux qui ont un rayon de giration supérieur à la taille de la galaxie (environ 10 kpc) seront peu déviés par les champs magnétiques galactiques qui sont de l'ordre du μG . Cela correspond à une énergie de 10^{19} eV, qui est l'énergie de la “cheville”. Aussi, comme les rayons cosmiques de plus de 10^{19} eV ne sont plus confinés dans la galaxie, ils sont très certainement d'origine extragalactique.

1.2.2 Les électrons cosmiques

Les électrons et positrons cosmiques constituent une petite mais importante fraction du rayonnement cosmique. Comme on le verra dans la section 3.2, certains sont des produits secondaires dus aux interactions entre les hadrons cosmiques et la matière interstellaire. Cependant, la fraction des positrons par rapport au flux total d'électrons/positrons mesurée sur Terre ($\frac{\Phi(e^+)}{\Phi(e^++e^-)}$) est d'environ 10% au dessus du GeV [Adriani 2009], et comme la production de secondaires doit être équivalente pour les électrons comme pour les positrons, on peut en déduire que la majorité des positrons sont d'origine primaire.

À cause de leur faible masse et étant donné l'intensité moyenne des champs magnétiques galactiques, les électrons cosmiques vont subir de lourdes pertes énergétiques lors de leur propagation dans la Galaxie (notamment par rayonnement synchrotron, comme on le verra au chapitre 3.1). Par conséquent, les électrons cosmiques d'énergie supérieure à 10 GeV détectés sur Terre doivent être produits dans le voisinage du Soleil (à une distance $d \leq 1\text{kpc}$) [Delahaye 2009]. De plus, la majorité de ces électrons doivent être produits dans un petit nombre de sources dont

on doit pouvoir retrouver des caractéristiques dans le spectre observé des électrons. Les pulsars ou l'annihilation de particules de matière noire pourraient expliquer l'augmentation de la fraction de positrons au-dessus de 10 GeV mesurée par plusieurs expériences comme PAMELA par exemple [Adriani 2009] (voir figure 1.5).

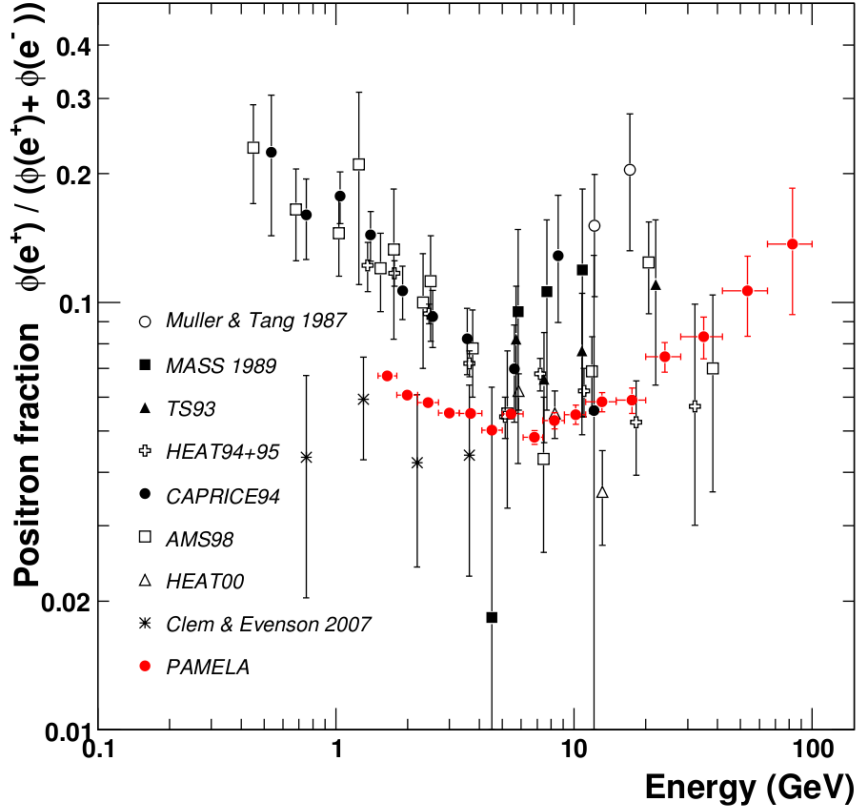


FIGURE 1.5 – Fraction de positrons cosmiques $(\frac{\Phi(e^+)}{\Phi(e^+ + e^-)})$ mesurée sur Terre (figure tirée de [Adriani 2009]).

Le flux total d'électrons et positrons mesuré par différentes expériences (PAMELA [Adriani 2011], Fermi [Ackermann 2010], ATIC [Chang 2008] ou encore les télescopes HESS [Aharonian 2008b]) est représenté en figure 1.6. Le spectre des électrons cosmiques est ainsi bien décrit par une loi de puissance d'indice compris entre 3 et 3.5 en fonction des expériences et une coupure est observée autour de 2 TeV.

Ces expériences utilisent généralement le code de propagation GALPROP¹ [Strong 1998] pour décrire la propagation des rayons cosmiques dans la Galaxie et tenter d'expliquer le spectre d'électrons mesuré. Cependant, pour simplifier, les modèles utilisés font généralement l'hypothèse que la distribution de sources est continue dans la Galaxie. Or, les sources comme les restes de supernovae sont concentrées dans les bras spiraux de la Galaxie, leur distribution n'est donc pas uniforme et devrait être prise en compte plus précisément comme l'ont souligné les

1. <http://galprop.stanford.edu/>

auteurs de [Shaviv 2009]. Cette hypothèse n'est pas non plus valable pour les sources d'électrons au TeV comme nous allons le voir dans la section suivante.

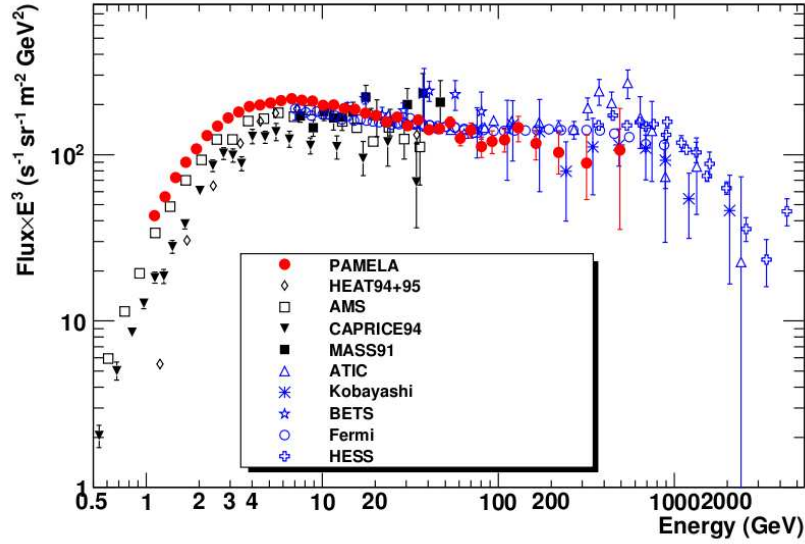


FIGURE 1.6 – *Spectre total d'électrons et positrons cosmiques mesuré sur Terre (figure tirée de [Adriani 2011]). On remarque que le spectre obtenu par PAMELA apparaît plus mou que ceux des autres expériences, bien qu'il soit en accord avec ces dernières en tenant compte des systématiques. Cela pourrait cependant s'expliquer par une augmentation du flux de positrons avec l'énergie.*

Le spectre d'électrons mesuré par PAMELA peut être décrit par une loi de puissance d'indice 3.18 ± 0.05 [Adriani 2011] au-dessus de 30 GeV. Cependant, ce résultat est incompatible avec l'indice de 3.44 ± 0.03 obtenu par [Delahaye 2009] nécessaire pour expliquer la fraction de positrons mesurée par PAMELA dans le cadre du modèle classique de propagation GALPROP. Comme les sources de positrons primaires devraient contribuer de façon équivalente aux sources d'électrons primaires, les auteurs de [Adriani 2011] concluent qu'il est nécessaire d'ajouter de nouvelles sources d'électrons dans le modèle de propagation pour expliquer le spectre mesuré. Nous allons voir les sources envisagées dans la suite.

Origine

On a vu qu'une partie du flux des électrons cosmiques mesuré sur Terre serait due à des primaires provenant de sources assez proches ($d \leq 1$ kpc) car les plus lointains perdent trop d'énergie à cause des champs magnétiques galactiques et de leur interaction avec les photons des fond diffus (voir section 3.1) avant de parvenir jusqu'à nous. Le reste viendrait de particules secondaires produites lors de l'interaction des hadrons cosmiques avec la matière interstellaire (voir section 3.2).

L'augmentation du flux de positrons au-dessus de 10 GeV observée par plusieurs expériences (voir figure 1.5) implique la nécessité d'ajouter de nouvelles sources de positrons aux modèles, comme les pulsars [Harding 1987, Atoyan 1995], l'annihilation de particules de ma-

tière noire [Tylka 1989, Cirelli 2009], l'accélération de rayons cosmiques dans les nuages moléculaires [Dogiel 1990] ou encore l'interaction des rayons γ avec le rayonnement optique provenant d'étoiles jeunes [Aharonian 1991].

La “durée de vie” des électrons cosmiques dans la Galaxie en tenant compte des pertes dues au rayonnement synchrotron et à l'émission Compton inverse (voir chapitre 3) est donnée par [Aharonian 1995] :

$$\tau \simeq 3 \times 10^8 \left(\frac{E}{1 \text{ GeV}} \right)^{-1} \text{ ans} \quad (1.1)$$

Un électron au TeV aura ainsi une durée de vie d'environ 10^5 ans. Pour expliquer le spectre observé des électrons qui s'étend jusqu'à 2 TeV, il doit donc exister une ou plusieurs sources d'électrons au TeV relativement proches et jeunes. La distance à la source doit être inférieure au rayon caractéristique de diffusion $r = \sqrt{D(E) \times t}$ où $D(E) = D_0(1+E/E_0)^\delta$ est le coefficient de diffusion dépendant de l'énergie pour $E > E_0$. On considère que $E_0 \simeq 1-10$ GeV et $\delta \simeq 0.5-0.6$ [Aharonian 1995]. Ainsi pour une énergie de 10 GeV, on a un coefficient de diffusion $D_{10} \simeq 10^{28} \text{ cm}^2/\text{s}$. Par conséquent, le rayon caractéristique de diffusion d'un électron de 2 TeV vaut environ 300 pc, et la ou les sources d'origine de ces électrons très énergétiques doivent donc être situées à une distance inférieure à cette valeur.

Il y aurait donc deux contributions pour les électrons primaires : des sources relativement proches et une ou plusieurs source(s) très proches. [Aharonian 1995] proposent donc l'approche suivante pour décrire le spectre observé des électrons :

- deux contributions primaires :
 - une ou plusieurs source(s) locale(s) ($d=100$ pc),
 - une distribution spatiale et temporelle uniforme de sources relativement proches ($d \leq 1$ kpc), bien que cette approximation ne soit pas tout à fait vraie,
- une contribution secondaire pour laquelle l'hypothèse de distribution uniforme des sources est bien valide.

[Delahaye 2010] adoptent le même raisonnement et sélectionnent 200 pulsars et 26 restes de supernovae situés à une distance < 2 kpc pour la contribution relativement proche et une dizaine de pulsars particuliers pouvant contribuer significativement au flux de positrons mesurés. La figure 1.7 montre la modélisation correspondante du flux d'électrons mesurés par AMS, CAPRICE et HEAT.

[Aharonian 1995] discutent de l'énergétique nécessaire pour expliquer le flux d'électrons observé et proposent également des candidats potentiels. Ainsi, les explosions de supernovae, avec une énergie de 10^{51} erg et une fraction de 10% de cette énergie transmise à l'accélération des rayons cosmiques, peuvent expliquer en partie le flux mesuré mais pas totalement. Une autre possibilité évoquée est l'accélération de paires e^+/e^- près des pulsars. Le rayonnement synchrotron observé dans la nébuleuse du Crabe indique que des électrons relativistes y sont accélérés jusqu'à plus de 10^{14} eV [Kennel 1984], mais le pulsar du Crabe est trop loin (environ 2 kpc) pour pouvoir expliquer le flux d'électrons observés.

Le pulsar de Geminga, plus proche de nous (environ 100 pc) [Bignami 1993], est un candidat sérieux pour la contribution primaire mais son âge estimé de 3×10^5 ans impliquerait une

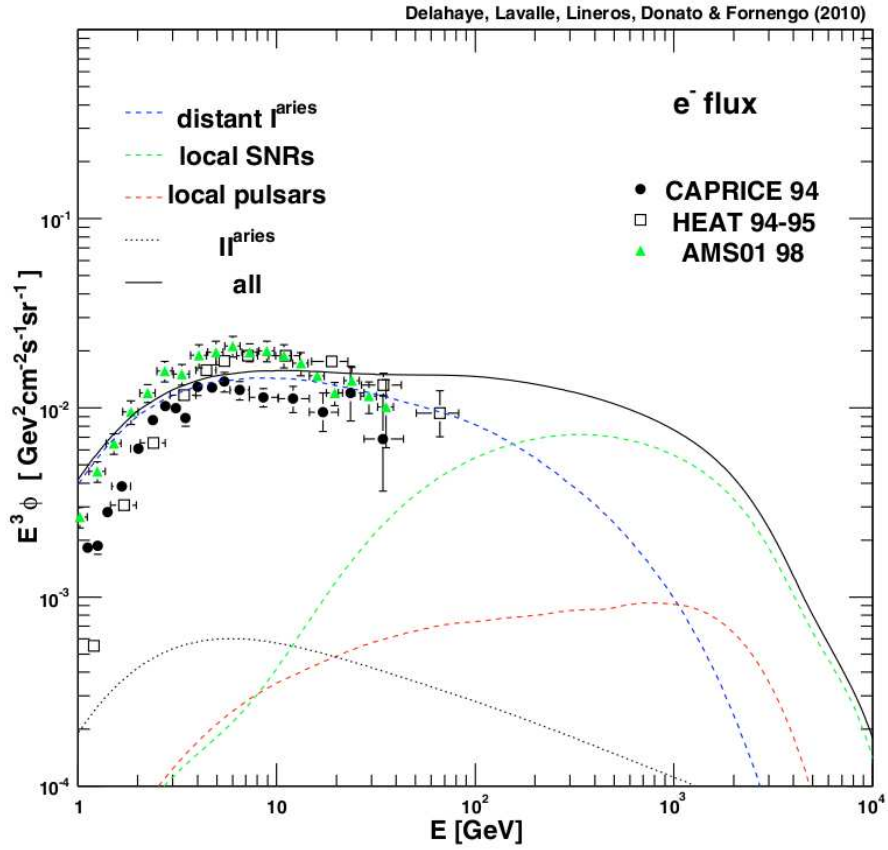


FIGURE 1.7 – Modélisation du flux d'électrons mesuré sur Terre à l'aide de deux types de composantes primaires : une composante locale de pulsars et vestiges de supernovae (tirets rouges et verts) et une composante plus lointaine de sources à une distance $d \leq 2$ kpc représentée en tirets bleus. La composante secondaire créée par l'interaction des rayons cosmiques avec le milieu interstellaire est aussi ajoutée en pointillés. La ligne continue correspond à la contribution totale de ces trois composantes et représente bien les données expérimentales (figure tirée de [Delahaye 2010]).

coupure dans le spectre à 1 TeV. Il pourrait néanmoins contribuer majoritairement aux électrons de 5 GeV environ [Delahaye 2010].

Proposé par [Shen 1970], le pulsar de Vela est relativement jeune (environ 10^4 ans) et pourrait donc accélérer des électrons jusqu'à 10 TeV. [Delahaye 2010] le classent ainsi en première position pour la contribution primaire d'électrons au TeV.

1.3 Lien avec l'astronomie gamma

Comme les hadrons cosmiques sont déviés par les champs magnétiques galactiques, seuls les plus énergétiques d'entre eux, provenant probablement de sources extragalactiques, ont conservé leur direction d'origine. Afin de comprendre d'où ils viennent et comment ils ont été accélérés, deux stratégies sont envisageables.

La première consiste à tenter de détecter ces cosmiques les plus énergétiques (au-delà de 10^{19} eV) pour remonter à leur direction d'origine. C'est le pari fait par l'expérience Auger², située en Argentine [Abraham 2004]. Malheureusement, compte-tenu de leur spectre en loi de puissance, le flux correspondant à ces énergies est très faible (de l'ordre de 1 particule par km² et par siècle) et insuffisant pour en étudier les sources, même avec une très grande surface de détection comme celle d'Auger, de 3000 km² environ. Les projets futurs comme JEM-EUSO³ pourraient néanmoins franchir cet obstacle en observant la fluorescence créée par les rayons cosmiques entrant dans l'atmosphère depuis l'espace, ce qui permettrait de couvrir une surface d'environ 2×10^5 km².

Pour contourner cette difficulté, une autre stratégie est possible et consiste en une observation indirecte via des messagers neutres (photons ou neutrinos) qui sont produits par les cosmiques lorsqu'ils interagissent avec les constituants du milieu autour de l'accélérateur (particules, photons du fond diffus, champs magnétiques...). Cette solution a été proposée dès 1960 par Greisen [Greisen 1960].

Différents types de processus intrinsèques à la nature des rayons cosmiques (leptonique ou hadronique) permettent de produire ces messagers neutres. Comme le rayonnement cosmique est composé à 99% de hadrons, ce sont les processus hadroniques que l'on va rechercher en priorité pour en identifier les sources. Les neutrinos pourraient donc être des messagers idéaux car ils ne sont produits que par ces processus hadroniques. Cependant ils sont très difficiles à détecter car ils interagissent très peu avec la matière (seulement par interaction faible). Les expériences comme ANTARES en mer Méditerranée [Ageron 2011] ou IceCube en Antarctique [Abbasi 2009] tentent de relever ce défi, mais ces instruments nécessitent un volume de détection minimum de l'ordre de 10 km³ afin de pouvoir étudier des sources astrophysiques.

C'est pourquoi les photons gammas, plus faciles à détecter que les neutrinos grâce aux techniques qui seront détaillées au chapitre 5, sont des messagers indirects privilégiés pour l'étude des sources du rayonnement cosmique. La difficulté principale reste ensuite de

2. <http://www.auger.org/>

3. <http://jemeuso.riken.jp/en/index.html>

déterminer quels processus sont responsables de leur émission afin de révéler l'origine des rayons cosmiques hadroniques. Les processus radiatifs produisant des gammas seront détaillés dans le chapitre 3.

Définition de l'astronomie gamma

Les rayons gamma sont les photons d'énergie supérieure à 100 keV environ, correspondant à la limite entre les rayons X durs et les gammas mous. Il n'y a pas de borne supérieure bien déterminée mais on peut la fixer à l'énergie maximale observée à ce jour pour les photons : environ 100 TeV. Ce domaine s'étend donc sur plus de neuf ordres de grandeur en énergie et couvre une large partie du spectre électromagnétique. Cette large bande en énergie implique différentes techniques de détection comme nous le verrons plus en détail dans le chapitre 5. On distingue ainsi trois grands domaines en énergie pour les rayons gamma :

- Les “basses” énergies : de 100 keV à 30 MeV, où la détection se fait à bord de satellites et repose sur l'effet photoélectrique ou l'effet Compton,
- Les hautes énergies : de 30 MeV à 30 GeV, où les rayons gammas sont convertis en paires e^+/e^- dans une chambre à traces, également dans des instruments spatiaux,
- Les très hautes énergies : au-dessus de 30 GeV, les gammas sont détectés indirectement par des instruments au sol (télescopes Tcherenkov ou détecteurs de particules) en tirant parti des gerbes produites par les gammas dans l'atmosphère.

Au départ, l'astronomie gamma avait pour but de percer l'origine des rayons cosmiques, mais par la suite et grâce au développement d'instruments toujours plus performants, cette discipline en plein essor a permis de découvrir de nombreuses sources émettrices en gamma, de les étudier et d'essayer de comprendre les mécanismes à l'oeuvre dans ces sources. Les différents types de sources étudiées en astronomie gamma seront décrits au chapitre 4.

Les mécanismes d'accélération

Sommaire

2.1	Accélération par champ électrique	18
2.2	Accélération par onde de choc	23
2.2.1	Fermi du 2 ^e ordre	23
2.2.2	Fermi du 1 ^{er} ordre	25
2.2.3	Spectres en loi de puissance	29
2.2.4	Effets non linéaires	30
2.3	Injection des particules	32
2.4	Énergie maximale	34
2.4.1	Critère de Hillas	34
2.4.2	Autres effets limitants	34
2.5	Propagation des rayons cosmiques	36

Plusieurs théories ont été développées pour tenter d'expliquer comment sont accélérés les rayons cosmiques qui produisent les rayons gamma. Ces mécanismes doivent être suffisamment efficaces pour reproduire le spectre observé des cosmiques, c'est à dire atteindre des énergies jusqu'à 10^{15} eV au moins (correspondant au genou) et suivant une loi de puissance d'indice 2.7 après avoir tenu compte des effets liés à la propagation. Une manière courante d'accélérer des particules peut se faire grâce à un champ électrique. Cependant, comme l'Univers est globalement électriquement neutre, ce type d'accélération n'est possible que localement près de certains objets comme les pulsars ou grâce à la reconnexion magnétique. Nous verrons ce type d'accélération dans la section 2.1.

Un autre type d'accélération des particules se fait par l'intermédiaire de chocs, soit des chocs diffusifs où les particules vont subir des réflexions sur des inhomogénéités magnétiques, soit des ondes de choc produites par la propagation de plasma dans le milieu interstellaire. En 1949, Fermi propose l'accélération par diffusion sur des inhomogénéités magnétiques, dite de second ordre, où les particules gagnent de l'énergie à chaque diffusion [Fermi 1949]. Le second mécanisme est l'accélération de premier ordre et met en jeu une onde de choc que les particules traversent à plusieurs reprises, gagnant de l'énergie à chaque passage. Ce processus peut notamment avoir lieu dans les vestiges de supernovae, qui présentent une onde de choc produite par le plasma éjecté lors de l'explosion de la supernova. Ces mécanismes sont décrits plus en détail dans la section 2.2.

Nous verrons ensuite que les mécanismes simplifiés ne décrivent pas parfaitement la réalité car les particules accélérées vont avoir une répercussion sur le choc et modifier sa structure. Ces

effets non linéaires sont donc à prendre en compte dans les modèles. Enfin nous verrons dans quelle mesure les particules peuvent être injectées dans les zones accélératrices, quelle énergie elles sont susceptibles d'atteindre et quels sont les effets limitants à cette énergie maximale.

2.1 Accélération par champ électrique

Les cosmiques (électrons/positrons ou protons) étant des particules chargées, ils peuvent être accélérés grâce à un champ électrique. Cependant, ce type d'accélération n'est possible que si le milieu n'est pas localement électriquement neutre. Cette condition peut être remplie près des pulsars grâce à une différence de potentiel créée par un déficit de charge ou par reconnexion magnétique pouvant se produire dans le vent émis par les pulsars ainsi qu'au sein des noyaux actifs de galaxie [Larrabee 2003]. Ces objets, aussi appelés AGNs pour Active Galactic Nuclei, seront décrits au chapitre 4.

Nous allons nous intéresser de plus près au cas de l'accélération par champ électrique au voisinage des pulsars. Les pulsars sont des étoiles à neutrons en rotation rapide (période de l'ordre de 0.1 à 1 seconde) et disposant d'un très fort champ magnétique de surface (de 10^{11} à 10^{13} G). Leurs propriétés seront décrites plus en détail dans le chapitre 4. Les forces électromagnétiques présentes dans l'environnement immédiat du pulsar sont susceptibles d'arracher des particules à la surface de l'étoile à neutron. Supposons que le pulsar est un dipôle fortement magnétisé, dont la direction du champ magnétique \vec{B} est différente de l'axe de rotation $\vec{\Omega}$. À l'intérieur de l'étoile à neutron, le champ électrique est perpendiculaire au champ magnétique ($\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$) [Kawaler 1995]. Mais si l'on considère un déficit de charges à l'extérieur de l'étoile, une différence de potentiel entre la surface du pulsar et sa magnétosphère va se créer. Ainsi, à une distance r du centre de l'étoile, un champ électrique $E \propto \| (\vec{\Omega} \times \vec{r}) \times \vec{B} \|$ parallèle au champ magnétique va se développer et permettre aux particules chargées de gagner de l'énergie en suivant les lignes de champ. La différence de potentiel est donnée par [Kawaler 1995] :

$$\Delta\Phi = 3 \times 10^{16} \left(\frac{B}{10^{12} \text{ G}} \right) \left(\frac{P}{1 \text{ s}} \right)^{-1} \text{ V}$$

pour une étoile de rayon 1 km. On a donc un potentiel de l'ordre de 3×10^{16} V pour un pulsar classique de période 1 s, ce qui est largement suffisant pour arracher des particules à sa surface.

L'énergie maximale pouvant être atteinte par une particule de charge Z est [Goldreich 1969] :

$$E_{\text{max}} = 3 \times 10^{12} Z \left(\frac{R}{1 \text{ km}} \right)^3 \left(\frac{B}{10^{12} \text{ G}} \right) \left(\frac{P}{1 \text{ s}} \right)^{-2} \text{ eV} \quad (2.1)$$

où R est le rayon du pulsar, B son champ magnétique et P sa période de rotation. Ainsi, dans le cas des pulsars millisecondes, l'énergie maximale peut en théorie atteindre 10^{18} eV. Cependant, même à plus basse énergie, la quantité de particules pouvant être accélérées de cette manière reste faible et ne peut expliquer le flux total des cosmiques observé sur Terre.

Enfin, les théories divergent sur la région où les particules sont accélérées. Différents modèles sont évoqués : ceux où les particules sont accélérées dans les régions proches des pôles

magnétiques du pulsar (voir la revue [Harding 2007]) comme le modèle de calotte polaire dit “Polar Cap” [Ruderman 1975, Arons 1979] ou celui “Slot Gap” [Arons 1983, Muslimov 2003], et le modèle “Outer Gap” pour lequel les particules seraient accélérées dans la cavité externe de la magnétosphère, près du cylindre de lumière [Cheng 1986, Romani 1996]. Les zones d’accélération correspondantes à chaque modèle sont représentées sur la figure 2.1. Cependant, de récents résultats semblent défavoriser les modèles pour lesquels l’accélération a lieu près du pulsar [Aliu 2011, Parent 2011], ces modèles seront donc seulement détaillés dans l’annexe A. D’autres modèles ont toutefois été proposés, comme celui du vent strié décrit ci-après.

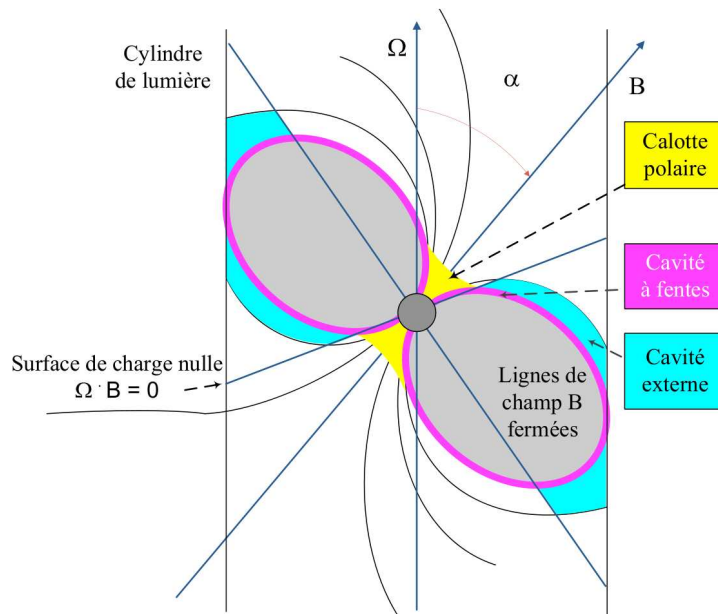


FIGURE 2.1 – Schéma de la magnétosphère des pulsars représentant les différentes zones d’accélération correspondant aux modèles de calotte polaire (Polar cap) en jaune, cavité à fentes (Slot gap) en rose et cavité externe (Outer Gap) en bleu. Crédit : A. Harding.

Striped wind et reconnexion magnétique

Ce modèle d’accélération de particules au voisinage des pulsars a été proposé plus récemment (voir par exemple [Coroniti 1990, Michel 1994, Kirk 2002]). Dans ce modèle, l’accélération des particules aurait lieu en dehors de la magnétosphère, dans le vent relativiste produit par le pulsar.

Le vent émis par le pulsar va créer un objet appelé nébuleuse de pulsar, représenté de façon schématisée sur la figure 2.2. Lorsque le pulsar est situé au sein d’un reste de supernova (SNR pour Supernova Remnant), vestige de l’explosion de l’étoile qui a créé le pulsar, la dynamique de la nébuleuse va être modifiée par la présence d’un choc retour dû à l’interaction des éjectas de l’étoile avec le milieu interstellaire (voir description dans la section 4.1.1). Dans ce cas, la nébuleuse de pulsar présente un choc terminal correspondant à la frontière entre le vent choqué, un plasma chaud émettant en synchrotron, et le vent froid non choqué mais émettant

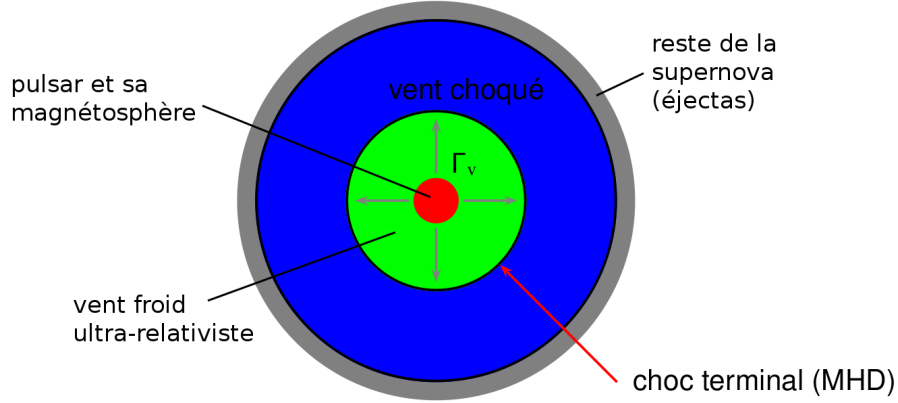


FIGURE 2.2 – Schématisation d'une nébuleuse de pulsar au sein d'un SNR. Le pulsar et sa magnétosphère sont au centre en rouge. Ce dernier émet un vent froid ultra-relativiste de particules (en vert) qui se propage au sein du reste de supernova, définissant la nébuleuse. À la périphérie, les éjectas du SNR interagissent avec le milieu interstellaire en produisant un choc retour (voir section 4.1.1). Cette onde de choc retour va se propager vers l'intérieur de la nébuleuse, choquant le vent de pulsar (en bleu). Le choc terminal correspond à la position de ce choc retour, frontière entre le vent choqué chaud et démagnétisé et le vent froid magnétique non choqué. Crédit : J. Pétri.

peu et donc difficilement détectable (voir figure 2.2). Les particules du vent non choqué peuvent néanmoins émettre des gammas par diffusion Compton inverse sur les photons diffus du CMB, les photons synchrotron par processus SSC, les photons thermiques en rayons X émis par le pulsar ou le rayonnement optique/UV de l'étoile compagnon dans le cas des systèmes binaires. Les caractéristiques et la dynamique des nébuleuses à vent de pulsar seront décrites plus en détail dans la section 4.1.3.

Si l'on considère les pulsars comme des rotateurs obliques [Bogovalov 1999], le vent du pulsar va avoir une structure particulière, en spirale comme représentée sur les figures 2.3 et 2.4 (vue en 3D).

Le paramètre de magnétisation σ est défini comme :

$$\sigma = \frac{\text{flux de Poynting}}{\text{flux d'enthalpie des particules}} \equiv \frac{\text{densité d'énergie électromagnétique}}{\text{densité d'énergie cinétique des particules}}$$

Près du pulsar, le champ magnétique est intense et l'énergie cinétique des particules est faible, on a donc $\sigma \gg 1$. Or, dans la nébuleuse c'est la situation inverse : le champ \vec{B} est faible mais les particules chargées sont accélérées à des vitesses ultra-relativistes et rayonnent en synchrotron. On a donc $\sigma \ll 1$. Comment effectuer la transition entre ces deux valeurs extrêmes pour le paramètre de magnétisation et convertir l'énergie électromagnétique en énergie cinétique capable d'accélérer les particules ? Une solution proposée par Sweet et Parker [Parker 1957, Sweet 1958] est celle de la reconnexion magnétique consistant en une réorganisation des lignes

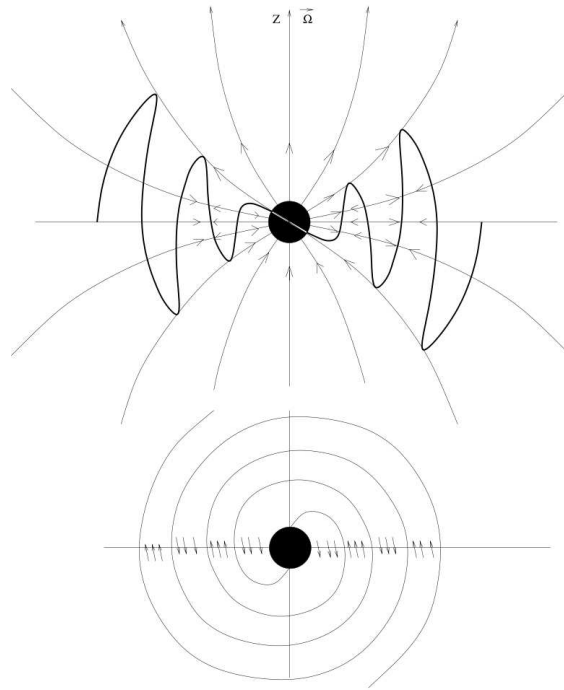


FIGURE 2.3 – *En haut : structure des lignes de champ et des couches de courant dans le plan poloidal du pulsar. En bas : idem dans le plan équatorial. Figure issue de [Bogovalov 1999].*

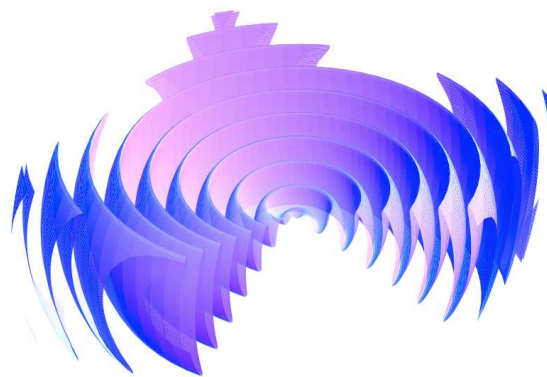


FIGURE 2.4 – *Vue 3D de la structure des couches de courant pour un rotateur oblique. À la traversée d'une couche, le champ magnétique est inversé. Cette structure se propage radialement à une vitesse proche de la vitesse de la lumière. Figure issue de [Pétri 2007].*

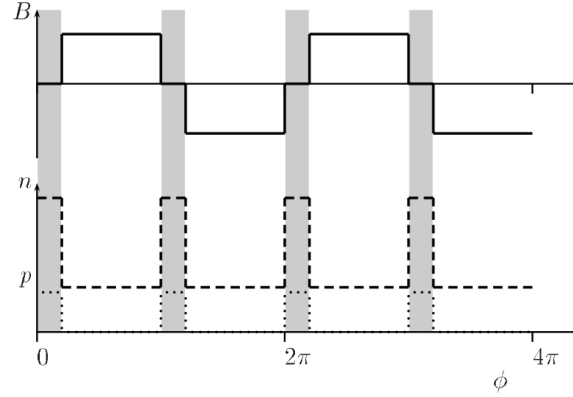


FIGURE 2.5 – Schématisation du vent de pulsar “idéal” en fonction de $\phi = r/r_L$, r_L dénotant le rayon de Larmor des particules. Les bandes grises sont les stries du vent. Le champ magnétique est représenté en trait plein, il est nul à l’intérieur des stries et s’inverse lors de la traversée d’une strie. La densité de particules chargées est représentée en tirets et la pression du plasma en pointillés. Figure tirée de [Lyubarsky 2001].

de champ magnétique à cause de la résistivité finie du plasma. Elle peut avoir lieu dans les plasmas fortement conducteurs, dans le vent des pulsars ou au sein des jets de galaxies à noyau actif par exemple [Romanova 1992, Larrabee 2003]. Lors de la reconnexion, le réarrangement de la topologie du champ magnétique permet de convertir l’énergie magnétique en énergie cinétique et d’accélérer les particules.

Deux types de reconnexion sont possibles : la reconnexion “forcée” à cause de la compression du plasma par écoulement, et la reconnexion “spontanée” pour laquelle le plasma est sujet à une instabilité. Cette dernière peut notamment avoir lieu au sein des stries du vent du pulsar.

Pour simplifier, on considère la description en coupe du vent strié représentée sur la figure 2.5. Les particules chargées sont concentrées dans les stries, tandis que le champ magnétique y est nul et s’inverse au passage au travers des stries. Les particules vont être accélérées par un champ électrique créé au niveau des stries où le champ magnétique s’annule. Elles vont ainsi gagner une énergie initiale à ce niveau, puis effectuer plusieurs cycles lors desquels elles s’éloignent alternativement de part et d’autre des couches de courant, ramenées au centre par le champ magnétique non nul hors des stries. Elles vont ainsi être accélérées davantage, proportionnellement à leur énergie de départ [Bulanov 1976]. Cette méthode d’accélération peut permettre aux électrons d’atteindre de très grands facteurs de Lorentz [Larrabee 2003].

Le choc terminal pourrait aussi être un site favorable à l’accélération des particules chargées par onde de choc [Hoshino 1992, Gallant 1994] ou également par reconnexion magnétique forcée [Lyubarsky 2003]. Après étude sur des simulations MHD simplifiées, [Pétri 2007] ont montré que la reconnexion magnétique devait effectivement être importante au niveau du choc terminal et pourrait donc accélérer efficacement les particules chargées.

2.2 Accélération par onde de choc

L'accélération par onde de choc nécessite deux conditions : un choc et des centres de diffusion (généralement des champs magnétiques) qui vont permettre aux particules chargées de passer à travers le choc à plusieurs reprises et ainsi d'atteindre des énergies conséquentes.

En pratique, une onde de choc est créée lorsque de la matière se propage plus vite que la vitesse du son dans le milieu. Les ondes de choc astrophysiques sont non collisionnelles, c'est à dire que les collisions entre particules peuvent être négligées par rapport aux interactions entre les particules chargées constituant le plasma et les modes collectifs du plasma [Drury 1995].

Les fluctuations du champ magnétique présent dans le milieu vont jouer le rôle des centres diffuseurs, permettant aux particules de traverser à nouveau le choc, gagnant de l'énergie à chaque passage.

On distingue deux types d'accélération par onde de choc : la première est l'accélération stochastique proposée par E. Fermi en 1949 [Fermi 1949], ou encore appelée Fermi du 2^e ordre, pour laquelle les inhomogénéités magnétiques se déplacent aléatoirement et les particules peuvent être accélérées par des chocs diffusifs. La seconde, proposée plus récemment, est l'accélération "régulière", ou Fermi du 1^{er} ordre [Fermi 1954]. Nous allons décrire plus précisément ces deux types d'accélération dans la suite.

2.2.1 Fermi du 2^e ordre

Ce type d'accélération peut avoir lieu lorsque les particules chargées entrent en collision avec des nuages magnétisés. En multipliant les réflexions sur les inhomogénéités magnétiques comme schématisé sur la figure 2.6, celles-ci peuvent gagner de l'énergie petit à petit.

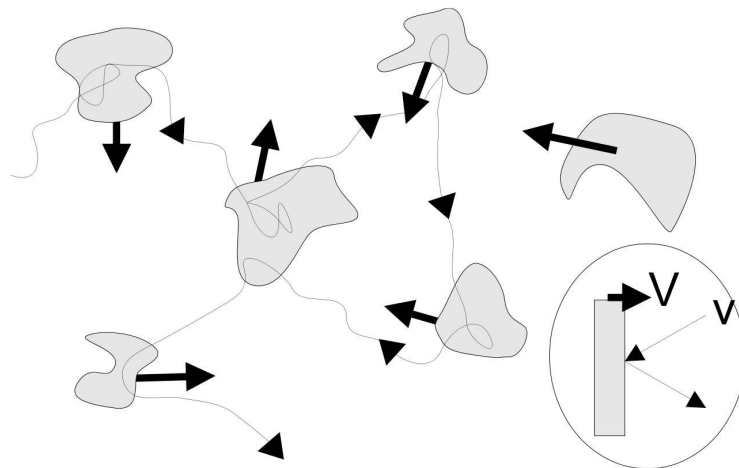


FIGURE 2.6 – Schématisation de l'accélération de Fermi du 2^e ordre : la particule de vitesse v entre en collision avec une inhomogénéité magnétique se déplaçant à la vitesse V , puis est diffusée vers une autre inhomogénéité, etc. Crédit : M. de Naurois.

Afin de calculer le gain moyen en énergie correspondant à ce type d'accélération, on considère que le nuage magnétisé se déplace à la vitesse V et que cette vitesse reste inchangée lors de la collision avec une particule. On exprime l'énergie et l'impulsion de la particule avant et après le choc grâce à une transformation de Lorentz. La particule arrive sur le nuage à vitesse v et avec un angle θ par rapport à la vitesse V du nuage. On a donc dans le référentiel \mathcal{R}' du nuage :

$$\begin{cases} E' = \gamma(E - Vp) \\ p'c = \gamma(pc - \frac{V}{c}E) \end{cases} \quad (2.2)$$

avec γ le facteur de Lorentz du nuage magnétisé. En projetant sur l'axe Ox parallèle à la vitesse du nuage on obtient :

$$\begin{cases} E' = \gamma(E + Vp \cos \theta) \\ p'_x = \gamma(p \cos \theta + \frac{V}{c^2}E) \end{cases} \quad (2.3)$$

On effectue à présent une seconde transformation de Lorentz pour revenir au référentiel de la particule, p'_x devenant $-p'_x$. L'énergie de la particule est donc :

$$E'' = \gamma(E' + Vp'_x) \quad (2.4)$$

En remplaçant ensuite par les expressions obtenues à l'équation 2.3, on a :

$$E'' = \gamma^2 E (1 + 2Vp \cos \theta + \frac{V^2}{c^2}) \quad (2.5)$$

Or, comme $p/E = v/c^2$, et en développant $\gamma^2 = (1 - \frac{V^2}{c^2})^{-1}$ au second ordre en V/c , le gain relatif en énergie devient :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E'' - E}{E} = \gamma^2 \left(\frac{2Vv \cos \theta}{c^2} + 2\frac{V^2}{c^2} \right) \quad (2.6)$$

Pour estimer le gain moyen sur tous les angles θ , on utilise la probabilité d'une collision à un angle θ , $P(\theta)$, qui est proportionnelle à $\gamma(1 + \frac{V}{c} \cos \theta)$. De plus on se place dans le cas d'un choc non relativiste ($\gamma = 1$), mais dans la limite $v \rightarrow c$ car les particules sont relativistes. On a donc, en intégrant sur tous les angles entre 0 et π :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \left(\frac{2V}{c} \right) \frac{\int_{-1}^1 \cos \theta \left(1 + \frac{V}{c} \cos \theta \right) d \cos \theta}{\int_{-1}^1 \left(1 + \frac{V}{c} \cos \theta \right) d \cos \theta} + \left(2\frac{V^2}{c^2} \right) \quad (2.7)$$

Ce qui donne au final [Longair 2011] :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{8}{3} \beta^2$$

où $\beta = V/c$, V étant la vitesse du nuage magnétisé. Le gain d'énergie est du deuxième ordre en β , d'où l'appellation "Fermi du 2^e ordre". Ce processus produit un spectre en loi de

puissance comme nous le verrons dans la section 2.2.3, en accord avec le spectre observé des rayons cosmiques. Cependant, ce processus n'est pas très efficace car les nuages magnétisés se déplacent lentement et aléatoirement, la probabilité d'effectuer une collision fuyante est donc non négligeable, et cela a pour effet de faire perdre de l'énergie aux particules. De plus, β est petit car $V \ll c$, et le gain en énergie, proportionnel à β^2 , est donc très faible. Ce type d'accélération est donc très lent. Le temps caractéristique d'accélération est de 10^8 ans environ, supérieur au temps moyen passé dans la galaxie de 10^7 ans, et par conséquent insuffisant pour expliquer le flux de cosmiques mesuré sur Terre.

2.2.2 Fermi du 1^{er} ordre

Ce mécanisme concerne quant à lui l'accélération par un choc fort à géométrie particulière pour laquelle seules les collisions frontales peuvent avoir lieu. Ce type d'accélération peut notamment avoir lieu dans le plasma au sein des jets des AGNs ou dans les restes de supernovae où le plasma éjecté lors de l'explosion de la supernova va créer une onde de choc en se propageant dans le milieu interstellaire.

Le principe de cette accélération est schématisé sur la figure 2.7. La particule d'énergie E traverse une première fois le choc en gagnant de l'énergie, puis est diffusée dans le milieu aval et traverse à nouveau le choc en gagnant une nouvelle fois de l'énergie. La particule a ainsi effectué un cycle complet et a gagné une énergie $\Delta E = E'' - E$. Comme on le voit sur les figures 2.8 (c) et (d) qui représentent le choc vu depuis les référentiels amont et aval, les particules du milieu aval “voient” le milieu amont arriver vers elles et inversement. Elles subissent donc une collision frontale quelque soit le sens de traversée du choc et gagnent ainsi de l'énergie à chaque passage.

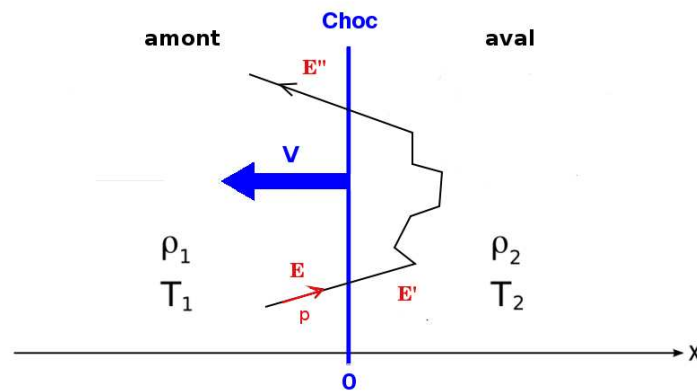


FIGURE 2.7 – Schématisation de l'accélération de Fermi du 1^{er} ordre.

Relations de Rankine-Hugoniot

Les conditions en aval du choc dépendent entièrement de celles en amont et de la vitesse V du choc. Ces deux états sont décrits par les relations de Rankine-Hugoniot qui viennent de la

continuité de la masse, de l'impulsion et des flux énergétiques au niveau de l'onde de choc.

Pour cela, on se place dans un petit élément de volume incluant le choc et on exprime la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie entre le milieu amont et le milieu aval :

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2, \quad (2.8)$$

$$\rho_1 v_1^2 + P_1 = \rho_2 v_2^2 + P_2, \quad (2.9)$$

$$\frac{1}{2} v_1^2 + h_1 = \frac{1}{2} v_2^2 + h_2 \quad (2.10)$$

où ρ_i est la densité, v_i la vitesse et P_i est la pression dans le milieu i . $h_i = C_p T_i$ est l'enthalpie et C_p est la capacité calorifique à pression constante.

La vitesse du son c_s dans le milieu i est donnée par :

$$c_s = \sqrt{\frac{\partial P_i}{\partial \rho_i}} \quad (2.11)$$

Or pour une transformation adiabatique on a : $P \propto k \rho^\gamma$, γ étant ici l'indice adiabatique, ce qui donne pour l'équation 2.11 :

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} \quad (2.12)$$

D'après l'équation d'état des gaz parfaits on a $PV = nRT$, donc

$$c_s = \sqrt{\gamma RT} \quad \text{et} \quad h = \frac{c_s^2}{\gamma - 1} \quad (2.13)$$

En remplaçant à présent dans l'équation 2.10 on a :

$$\frac{1}{2} v_1^2 + \frac{c_{s1}^2}{\gamma - 1} = \frac{1}{2} v_2^2 + \frac{c_{s2}^2}{\gamma - 1} \quad (2.14)$$

On définit le taux de compression $r = \frac{v_1}{v_2}$. D'après l'équation 2.8, on a $r = \frac{\rho_2}{\rho_1}$. En utilisant les équations 2.9 et 2.14 on peut montrer que¹ :

$$r = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2} \quad (2.15)$$

où M_1 est le nombre de Mach, défini comme $M_1 = \frac{v_1}{c_{s1}}$. Un choc se forme lorsque $M > 1$, c'est à dire que la vitesse du milieu est supérieure à la vitesse du son. Dans la limite des chocs forts, on a $M \gg 1$ et le taux de compression devient $r = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}$.

On remarque que dans cette limite, le taux de compression dépend donc uniquement de l'indice adiabatique γ du gaz considéré.

1. http://ufrmeca.univ-lyon1.fr/buffat/COURS/AERO_HTML

On peut de la même façon calculer le rapport des pressions et des températures entre le milieu amont et aval :

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (2.16)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{(2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1))((\gamma - 1)M_1^2 + 2)}{(\gamma + 1)^2 M_1^2} \quad (2.17)$$

qui peuvent se simplifier dans la limite des chocs forts ($M \gg 1$) par :

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} M_1^2 \quad (2.18)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{2\gamma(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} M_1^2 \quad (2.19)$$

On remarque que ces rapports dépendent du nombre de Mach et par conséquent ne sont pas limités contrairement au taux de compression.

Pour un indice adiabatique $\gamma = 5/3$ correspondant à un gaz parfait monoatomique, on obtient un taux de compression $r=4^2$. Si on ne considère pas les effets non linéaires (détaillés dans la section suivante), ce taux de compression conduit à un spectre en loi de puissance d'indice $\Gamma = 2$ comme nous le verrons par la suite.

Gain en énergie

Calculons maintenant le gain en énergie ΔE correspondant à un cycle complet effectué par un rayon cosmique. De la même façon que pour l'accélération de Fermi du 2^e ordre, on exprime l'énergie et l'impulsion de la particule après changement de référentiel (amont \rightarrow aval) [Longair 2011] :

$$\begin{cases} E' = \gamma(E - Vp) \\ p' = \gamma(p - \frac{V}{c^2}E) \end{cases} \quad (2.20)$$

où $\gamma = \frac{1}{1-\beta^2}$ est le facteur de Lorentz, avec $\beta = \frac{V}{c}$.

On projette ces relations sur l'axe Ox , perpendiculaire au plan du choc. On a donc :

$$\begin{cases} E' = \gamma(E + Vp \cos \theta) \\ p' = \gamma(p + \frac{V}{c^2}E) \end{cases} \quad (2.21)$$

où θ est l'angle d'incidence de la particule dans le milieu amont. Le gain en énergie après avoir traversé une fois le choc est donné par $\Delta E = E' - E$. On suppose que le choc n'est pas relativiste, on a donc $V \ll c$ et $\gamma = 1$, mais les particules le sont, donc $E = pc$ et $p = \frac{E}{c} \cos \theta$. On a donc, après un passage à travers le choc :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{V}{c} \cos \theta \quad (2.22)$$

On moyenne ensuite ce rapport sur les angles θ entre 0 et $\pi/2$, sachant que la probabilité correspondante est de $P(\theta) = 2 \sin \theta \cos \theta$:

2. <http://farside.ph.utexas.edu/teaching/plasma/lectures1>

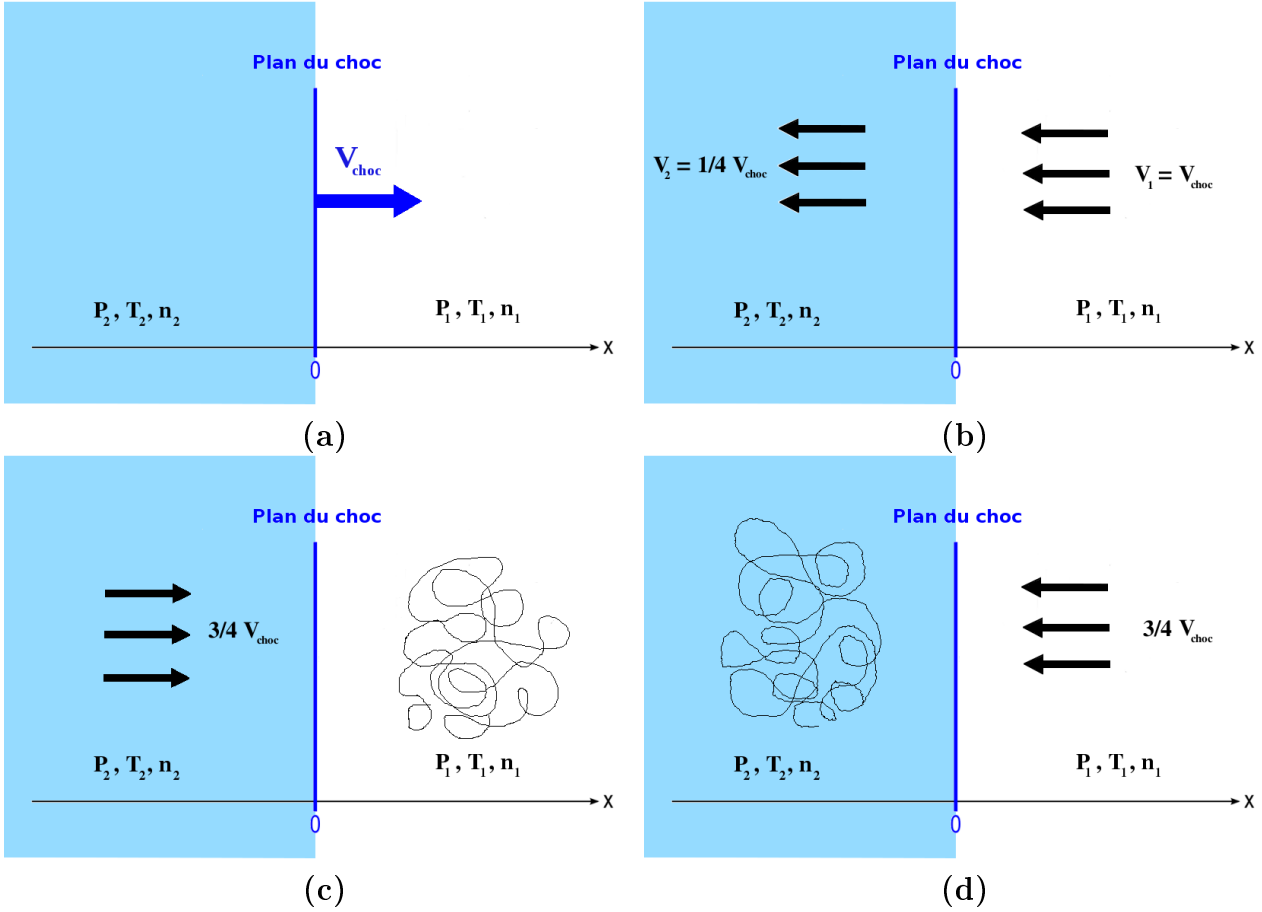


FIGURE 2.8 – Représentation d'un choc fort unilatéral et dynamique des particules accélérées dans chaque référentiel, dans le cas où l'indice adiabatique γ vaut $5/3$ (gaz parfaits monoatomiques). Le milieu aval est représenté en bleu et le milieu amont en blanc. (a) : une onde de choc se propage à vitesse V_{choc} à travers le gaz interstellaire situé en amont du choc (en blanc), de densité n_1 , pression P_1 et température T_1 . En aval du choc (représenté en bleu clair), la densité, pression et température sont n_2 , P_2 et T_2 et sont reliées au milieu amont par les relations de Rankine-Hugoniot. Les vitesses sont données ici en norme. (b) : dans le référentiel du choc (où le choc est immobile), la vitesse des particules en amont est $V_1 = V_{choc}$. Le rapport des vitesses est égal au taux de compression (qui vaut 4 pour un gaz parfait), on a donc $V_2 = V_1/r = V_{choc}/4$. (c) : dans le référentiel amont où le gaz interstellaire est stationnaire, les particules voient le choc arriver à une vitesse de $3/4 V_{choc}$. (d) : inversement, dans le référentiel aval les particules voient le gaz interstellaire arriver vers elles à une vitesse de $3/4 V_{choc}$ également.

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{V}{c} \int_0^{\pi/2} 2 \cos^2 \theta \sin \theta d\theta = \frac{2}{3} \frac{V}{c} \quad (2.23)$$

Donc, pour un cycle complet, correspondant à deux passages à travers le choc, on a [Longair 2011] :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \beta$$

Ce processus est du premier ordre, donc beaucoup plus efficace que le précédent, ceci étant dû au fait que seules les collisions frontales peuvent avoir lieu.

2.2.3 Spectres en loi de puissance

Nous allons à présent démontrer que les processus d'accélération de Fermi conduisent à un spectre en loi de puissance pour les particules accélérées, en accord avec le spectre observé des rayons cosmiques.

Considérons une particule d'énergie E_0 au départ et ayant subi n cycles d'accélération. Cette particule aura une énergie E_n donnée par :

$$E_n = (1 + k)^n E_0 \quad (2.24)$$

où k est le gain en énergie à chaque cycle, soit $\frac{4}{3}\beta$ pour l'accélération de Fermi du 1^{er} ordre (avec $\beta = \frac{\Delta V}{c}$, ΔV étant la différence de vitesses entre les milieux amont et aval). Soit N_0 le nombre de particules au départ et P_{esc} la probabilité qu'une particule s'échappe de la zone d'accélération. Le nombre de particules restantes après n cycles est donc $N_n = N_0(1 - P_{esc})^n$. On peut exprimer n en fonction de l'énergie des particules à partir de l'équation 2.24 :

$$n = \frac{\ln E/E_0}{\ln(1 + k)}$$

On obtient donc :

$$N_n = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\frac{\ln(1 - P_{esc})}{\ln(1 + k)}} \quad (2.25)$$

Ainsi, le spectre différentiel des particules dN/dE est bien une loi de puissance :

$$\frac{dN}{dE} \propto N_0 \times \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \quad (2.26)$$

$$\text{avec } \alpha = -\frac{\ln(1 - P_{esc})}{\ln(1 + k)} + 1.$$

On peut alors estimer α à l'aide d'un raisonnement simple sur la probabilité d'échappement P_{esc} proposé par [Bell 1978]. Le taux de particules moyen traversant le choc dans les deux sens est donné par $N = nc/4$, où n est la densité de particules. Mais dans le milieu aval, les particules sont advectées loin du choc avec un taux égal à $nV_{choc}/4$. La probabilité P_{esc} que les particules

s'échappent de la zone du choc est donc donnée par le rapport entre le nombre de particules qui sont advectées loin du choc et peuvent ainsi s'échapper avec le nombre de particules qui traversent le choc à chaque cycle :

$$P_{esc} = \frac{nV_{choc}/4}{nc/4} = V_{choc}/c$$

Or si on se place dans le référentiel amont (cf figure 2.8 (c)), les particules voient le gaz en aval arriver avec une vitesse $U = \frac{3}{4}V_{choc}$. On a donc $P_{esc} = \frac{4}{3}U/c$. De plus, $k = \frac{4}{3}\frac{\Delta V}{c}$, où ΔV est la différence de vitesses entre les milieux amont et aval, qui vaut donc $\Delta V = U$. Par conséquent, on a $k = \frac{4}{3}U/c$.

Or, $\ln(1 - P_{esc}) \simeq -P_{esc}$ et $\ln(1 + k) \simeq k$, car la probabilité d'échappement est faible, tout comme le gain en énergie pour un passage. On obtient donc un indice α :

$$\alpha \simeq -\left(\frac{-P_{esc}}{k}\right) + 1 = 2$$

On note que cet indice $\alpha \simeq 2$ est plus dur que celui du spectre observé des cosmiques (environ 2.7 pour une énergie $< 10^{15}$ eV). En effet ce changement de pente va s'opérer lors de la propagation des cosmiques dans la galaxie, comme nous le verrons par la suite.

Cette valeur obtenue pour l'indice de la loi de puissance est valable dans le cas des chocs non-relativistes où les particules sont isotropes. Cependant, si le choc est relativiste, l'angle d'incidence des particules arrivant sur le choc doit être pris en compte car la distribution des particules n'est pas isotrope [Gallant 2002]. Ce calcul peut se faire grâce à des simulations Monte-Carlo [Achterberg 2001] ou à l'aide d'une méthode semi-analytique [Kirk 2000] et donne des résultats similaires avec un indice compris entre 2.2 et 2.3.

2.2.4 Effets non linéaires

Les modèles présentés précédemment font l'approximation dite de la "particule-test" qui suppose que les particules accélérées n'ont pas d'influence sur la dynamique du choc. En réalité, les particules ont un effet de rétroaction sur le choc, en créant elles-mêmes des instabilités magnétiques sur lesquelles elles vont diffuser. Plusieurs effets sont à prendre en compte, notamment la modification de la structure du choc et des coefficients de diffusion des rayons cosmiques, ou encore l'amplification du champ magnétique. [Berezhko 1999] proposent une revue des principaux effets non linéaires à l'aide d'un modèle simplifié.

Modification de la structure du choc

Les cosmiques génèrent eux-mêmes des perturbations magnétiques qui vont augmenter la turbulence dans le milieu et accroître davantage leur diffusion. De plus, le choc lui-même va aussi créer des mouvements de turbulence dans la région juste derrière l'onde de choc. Cette multiplication des perturbations va ainsi augmenter les coefficients de diffusion loin du choc et en réalité ralentir le taux d'accélération des particules, car ces dernières vont mettre plus de temps à retraverser le choc. Pour plus de détails sur cet effet, le lecteur pourra se référer à [Lagage 1983a].

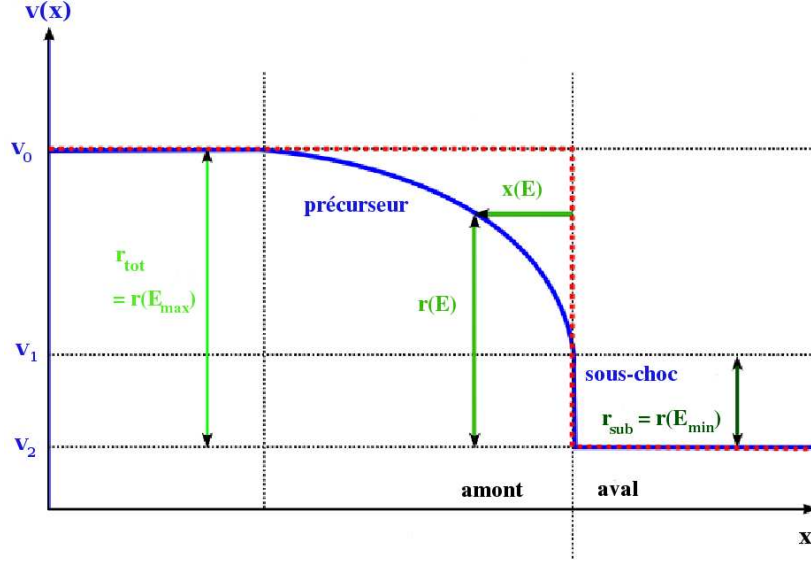


FIGURE 2.9 – Représentation schématique du profil en vitesse du choc non modifié (en rouge pointillé) et en tenant compte de la pression des cosmiques sur le MIS en amont du choc (en ligne bleue continue). Cette figure est inspirée de [Ferrand 2008].

La pression des cosmiques va aussi modifier la dynamique du choc, initialement modélisée par une marche correspondant au saut de vitesses en amont et en aval du choc (courbe rouge pointillée sur la figure 2.9). En effet, les cosmiques étant diffusés de part et d'autre du choc, ils vont exercer une certaine pression sur le milieu interstellaire (MIS), l'avertissant ainsi de l'arrivée de l'onde de choc. De plus, lors de l'accélération, le spectre des cosmiques couvre déjà plusieurs ordres de grandeur en énergie. Ainsi, les particules les plus énergétiques vont pouvoir explorer le milieu en amont plus en profondeur que celles de moindre énergie, ce qui a pour effet d'adoucir la discontinuité abrupte du choc. Celle-ci va être remplacée par une dénivellation progressive appelée choc précurseur et par une discontinuité plus petite qu'on nomme sous-choc. Cette modification du profil du choc est représentée en bleu sur la figure 2.9.

Modification du spectre

La modification de la structure du choc par les cosmiques va aussi changer la façon dont ils sont accélérés, et donc leur distribution en énergie, qui va à son tour modifier la structure du choc. Cette réaction amplifiée provient à nouveau du fait que les cosmiques de plus haute énergie vont explorer plus loin le milieu en amont ($x(E)$ sur la figure 2.9) et vont ressentir un plus grand saut de vitesse $r(E)$ comparé à celui des particules moins énergétiques qui ne ressentent que le saut du sous-choc $r(E_{min})$. Ainsi les particules expérimentent un saut de vitesse dépendant de leur énergie, et les particules plus énergétiques vont être plus accélérées que celles de basse énergie. Ceci modifie le spectre observé, qui devrait donc présenter en théorie une concavité en comparaison d'un spectre en loi de puissance linéaire, comme schématisé sur la figure 2.10. Cependant, un tel spectre n'a jusqu'à présent pas été mis en évidence observationnellement.

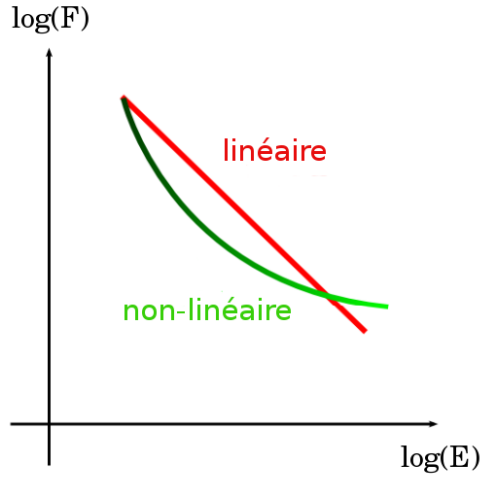


FIGURE 2.10 – Schématisation d'un spectre concave qui tient compte des effets non linéaires (en vert) par rapport à un spectre “normal” linéaire (en rouge).

Amplification du champ magnétique

Les particules accélérées au niveau du choc vont créer des ondes d'Alfvén de grande amplitude qui vont amplifier le champ magnétique ambiant [Lucek 2000]. L'intensité du champ magnétique amplifié pourrait atteindre des valeurs de l'ordre de 1 mG, bien supérieures à la valeur moyenne de $3 \mu\text{G}$ dans le milieu interstellaire [Bell 2004]. Cette amplification va diminuer les coefficients de diffusion et permettre aux particules de traverser le choc à de plus nombreuses reprises. L'énergie maximale atteinte pour les rayons cosmiques pourrait par conséquent aller au-delà du genou [Bell 2004] dans les vestiges de supernovae. Enfin, des simulations MHD montrent que le champ magnétique amplifié est orienté perpendiculairement au choc dans le milieu aval, ce qui expliquerait le champ magnétique radial observé dans certains vestiges de supernova jeunes [Zirakashvili 2008].

2.3 Injection des particules

La théorie d'accélération par des chocs diffusifs est basée sur l'hypothèse que pour être accélérées efficacement, les particules (de vitesse v) doivent avoir une énergie suffisante au départ, c'est à dire que $v \gg V_{choc}$. Il est donc naturel de se demander d'où viennent ces particules déjà énergétiques et quelle est leur énergie minimale. Plusieurs origines sont envisagées en fonction de la nature de l'accélérateur et des particules considérées.

Si l'accélération a lieu dans une nébuleuse à vent de pulsar (voir section 2.1), les particules (électrons ou protons) arrachées à la surface du pulsar peuvent être pré-accélérés en suivant les lignes de champ dans la magnétosphère du pulsar. Elles seraient suffisamment énergétiques pour être par la suite accélérées à de plus hautes énergies. Dans les restes de supernova sans présence de pulsar, des électrons accélérés pourraient provenir du plasma éjecté lors de l'explosion de la supernova. L'énergie minimale correspondante de ces électrons dépend donc

de la température du plasma constituant les éjectas. D'après [Kawasaki 2005], la température moyenne du plasma présent dans les SNRs est d'environ 10^7 K, soit de l'ordre de 1 keV en terme d'énergie.

Dans le cas général de l'accélération par onde de choc, il est probable que les rayons cosmiques proviennent simplement de la matière interstellaire balayée par l'onde de choc, et qui aurait gagné suffisamment d'énergie pour subir le processus d'accélération.

Le modèle dit de “thermal leakage” (ou fuite thermique) proposé par [Malkov 1995, Malkov 1998] traite l'injection comme une fuite des particules thermiques dans le milieu aval vers le milieu amont, retraversant suffisamment de fois le choc pour atteindre l'énergie nécessaire. Cette pré-accelération serait possible grâce à la création d'ondes MHD instables par ces mêmes particules et qui augmenteraient leur diffusion et donc leur capacité à retraverser le choc.

Des études sur la magnétosphère terrestre [Ellison 1990] et sur des simulations Monte-Carlo [Ellison 1993, Kang 1995] montrent que le phénomène d'accélération par chocs diffusifs est auto-entretenu, c'est à dire que les particules injectées viennent effectivement du flot thermique lui-même. D'après [Jones 1991] ces particules thermiques seraient accélérées de la même manière que n'importe quelles autres particules. De plus cette hypothèse est en accord avec le fait que le rayonnement cosmique est composé en partie d'éléments lourds, provenant probablement de la matière interstellaire choquée.

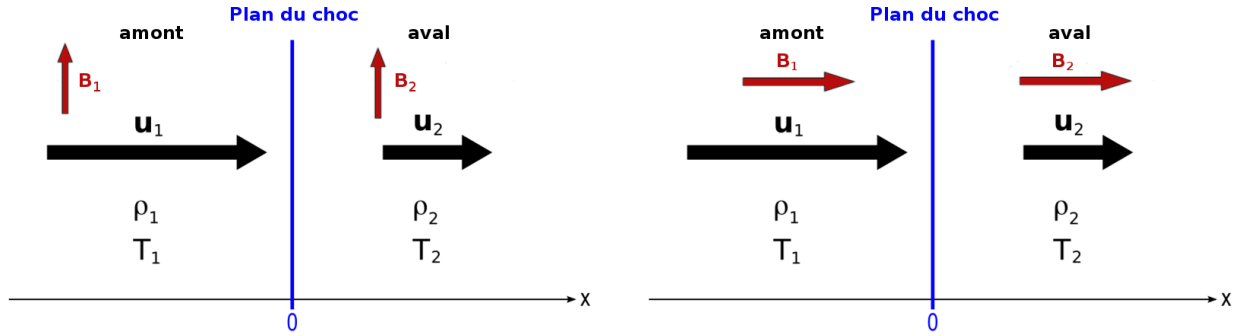


FIGURE 2.11 – *A gauche : schéma d'un choc perpendiculaire. A droite : schéma d'un choc parallèle.*

Notons tout de même qu'un paramètre important dans ce modèle de “thermal leakage” est la direction du champ magnétique au niveau du choc. En effet, on distingue deux configurations particulières pour la direction du champ magnétique : les chocs perpendiculaires, pour lesquels le champ est parallèle au front d'onde, et les chocs parallèles, où le champ magnétique est perpendiculaire au front d'onde (voir figure 2.11). L'injection par le modèle de “thermal leakage” est efficace pour les chocs quasi-parallèles mais on ne sait pas si c'est aussi le cas pour les chocs quasi-perpendiculaires.

Il faut également préciser que ce modèle fonctionne uniquement dans le cas où les particules accélérées sont des protons. En effet, les électrons ont un rayon de giration environ 100 fois plus petit que celui des protons et ne permet donc pas d'exciter les ondes MHD près du choc dont

la longueur d'onde est de l'ordre du rayon de giration des protons. L'injection des électrons est néanmoins possible, mais requiert un mécanisme spécifique moins évident que pour les protons. C'est une question embarrassante car jusqu'à présent seule l'accélération d'électrons dans les ondes de choc de vestiges de supernovae a pu être mise en évidence, et pas celle de protons, qui sont pourtant largement majoritaires dans la composition du rayonnement cosmique.

2.4 Énergie maximale

2.4.1 Critère de Hillas

L'énergie maximale atteinte dépend du type d'accélérateur considéré et de ses caractéristiques propres. Une des limitations, connue sous le nom de critère de Hillas [Hillas 1984], provient de la taille du système et du champ magnétique qui y règne. En effet, plus les particules vont rester longtemps confinées dans le système, plus elles auront le temps de gagner en énergie. Or le rayon de Larmor des particules est donné par :

$$r_L = \frac{1.07}{Z} \left(\frac{E}{10^{15} \text{ eV}} \right) \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right)^{-1} \text{ pc}$$

Donc pour éviter que les particules ne s'échappent de la région d'accélération, cette dernière doit avoir une taille L d'au moins 2 fois le rayon de Larmor des particules accélérées. De plus, en tenant compte de la vitesse caractéristique des centres de diffusion $v = \beta c$, on a la relation [Hillas 1984] :

$$\frac{E}{10^{15} \text{ eV}} < \frac{Z\beta}{2} \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) \left(\frac{L}{1 \text{ pc}} \right)$$

qui donne la limite en énergie atteignable en fonction de la taille et du champ magnétique de l'accélérateur. On remarque que les éléments lourds comme le fer peuvent atteindre de plus hautes énergies à cause de la dépendance en Z . Une représentation graphique regroupant les différents types de sources est donnée en figure 2.12.

2.4.2 Autres effets limitants

D'autres effets sont également à prendre en compte pour estimer l'énergie maximale que les rayons cosmiques peuvent atteindre dans un type d'accélérateur donné. Le temps d'accélération τ_{acc} dans l'objet considéré doit notamment être comparé à :

- l'âge du système : s'il est inférieur à τ_{acc} , les particules n'auront pas le temps d'atteindre de très hautes énergies. En outre, la capacité d'un système à accélérer efficacement des particules peut évoluer au cours du temps, c'est le cas pour les SNRs par exemple comme on le verra au chapitre 4,
- les temps caractéristiques des pertes adiabatiques et des pertes radiatives par synchrotron, Compton inverse ou rayonnement de freinage (voir chapitre 3) qui vont faire perdre de l'énergie aux particules et diminuer leur énergie maximale,

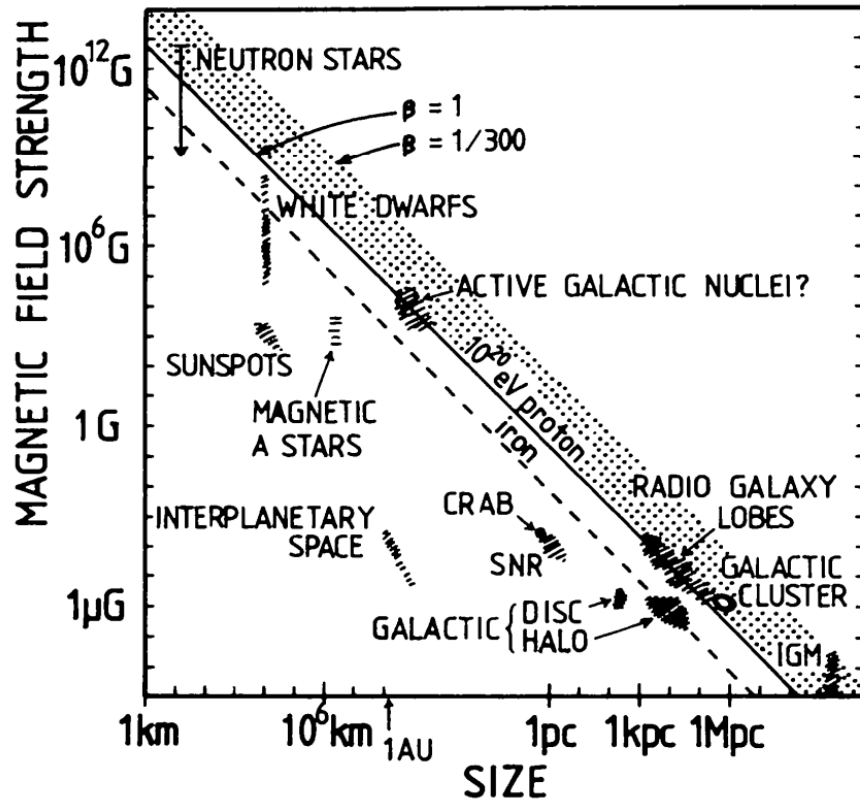


FIGURE 2.12 – Diagramme de Hillas [Hillas 1984] représentant les différents types de sources susceptibles d'accélérer les rayons cosmiques en fonction de leur taille et champ magnétique moyen. La ligne diagonale pleine représente la limite d'énergie à 10^{20} eV pour les protons, ainsi seuls les objets situés au-dessus de cette diagonale sont capable d'accélérer les protons à cette énergie.

- le temps caractéristique d'échappement du système, qui diminue quand le champ magnétique décroît car le coefficient de diffusion augmente. En effet, en s'échappant de la zone d'accélération, les particules ne gagnent plus d'énergie.

2.5 Propagation des rayons cosmiques

Lors de leur propagation dans la galaxie, les rayons cosmiques vont perdre de l'énergie par diffusion adiabatique et au travers d'interactions coulombiennes donnant lieu à des processus radiatifs qui seront décrits au chapitre 3. Ils vont aussi interagir avec des noyaux du MIS, créant ainsi des produits de spallation comme les noyaux de Li, Be et B. On ne rentrera pas dans les détails du transport des cosmiques dans la galaxie, le lecteur intéressé pourra se référer à la revue de [Strong 2007].

On peut utiliser un modèle simplifié de propagation pour en comprendre les principes de base. Pour cela, considérons que les particules sont injectées par des sources accélératrices à un taux différentiel $Q_{inj}(E)$, et qu'elles s'échappent de la Galaxie avec un temps caractéristique $\tau_{esc}(E)$, ces taux dépendant tous deux de l'énergie des particules considérées. Le spectre observé des cosmiques s'écrit donc :

$$N(E) = Q_{inj}(E) \times \tau_{esc}(E)$$

Or, on suppose que les taux d'injection et d'échappement sont décrits par des lois de puissance, on a donc $Q_{inj}(E) \propto E^{-\alpha}$ et $\tau_{esc}(E) \propto E^{-\delta}$. Le spectre résultant est donc également une loi de puissance $N(E) \propto E^{-s}$, avec $s = \alpha + \delta$.

Des calculs de propagation, utilisant notamment le code GALPROP³ montrent que $\delta = 0.6$ [Strong 1998]. Cela implique donc $\alpha=2.1$ pour expliquer l'indice observé $s=2.7$. On a vu que l'indice α attendu vaut 2, mais peut être légèrement plus mou comme dans le modèle de [Bogdan 1983] en “couches d'oignon” où α est compris entre 2.1 et 2.3. Ce modèle simple reproduit donc bien l'indice du rayonnement cosmique observé sur Terre.

Cependant, des calculs plus récents donnent $\delta = 0.35$ [Marcowith 2006], ce qui impliquerait un indice $\alpha=2.35$ à la source, l'accélération serait donc moins efficace que prévu. Des études plus poussées sur les turbulences magnétohydrodynamiques (MHD) au niveau des ondes de choc seraient donc nécessaires pour confirmer ce résultat. Une autre possibilité pour expliquer ce résultat impliquerait que l'accélération ait lieu dans des chocs relativistes pour lesquels l'indice attendu est compris entre 2.2 et 2.3 [Gallant 2002] ou dans d'autres types d'objets, comme les régions de formation d'étoiles pour lesquelles l'indice à la source pourrait être plus mou, dû à la superposition de plusieurs accélérateurs [Torres 2012].

3. <http://galprop.stanford.edu/>

Les processus radiatifs

Sommaire

3.1	Processus leptoniques	37
3.1.1	Rayonnement synchrotron	37
3.1.2	Processus Compton inverse	40
3.1.3	Émission Synchro-Self Compton (SSC)	43
3.1.4	Rayonnement de freinage ou bremsstrahlung	44
3.2	Processus hadroniques	44
3.3	Processus exotiques	46
3.3.1	Annihilation de WIMPs	46
3.3.2	Autres processus	47
3.4	Absorption des photons	47

Dans ce chapitre, nous allons voir les principaux mécanismes conduisant à la production de rayons gamma par les particules accélérées lorsqu'elles interagissent avec les composantes du milieu interstellaire : particules, champs magnétiques ou photons diffus. On classe ces mécanismes en fonction de la nature des rayons cosmiques, qui est soit leptonique (électrons et positrons), soit hadronique (protons et noyaux plus lourds).

3.1 Processus leptoniques

Ces processus mettent en jeu les électrons ou positrons (dénommés électrons par la suite) et leur interaction avec les champs magnétiques présents dans les objets astrophysiques ainsi qu'avec les rayonnements diffus comme le fond diffus cosmologique, ou rayonnement fossile, émis à l'époque cosmologique de la recombinaison, lors de laquelle les photons se sont découplés de la matière. En interagissant de la sorte, les électrons vont subir des pertes radiatives et émettre des photons dans différentes gammes d'énergie, et notamment en rayons gamma. Le lecteur intéressé pourra trouver une revue détaillée de ces processus leptoniques dans [Blumenthal 1970].

3.1.1 Rayonnement synchrotron

Lorsque des particules chargées se propagent en présence d'un champ magnétique \vec{B} , elles sont soumises à la force de Lorentz :

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \vec{v}) = \frac{q}{c} \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (3.1)$$

où m est la masse de la particule, q sa charge et $v = \beta c$ sa vitesse. Le facteur de Lorentz γ vaut $(1 - \beta^2)^{-1/2}$. Le vecteur vitesse de la particule garde un angle θ constant avec la direction du champ magnétique \vec{B} (voir figure 3.1). Les particules vont ainsi avoir une trajectoire hélicoïdale autour des lignes de champ avec une vitesse angulaire donnée par :

$$\omega_g = \frac{qB}{m\gamma} \quad (3.2)$$

Cette vitesse angulaire est aussi appelée pulsation de giration, et les particules vont émettre un rayonnement synchrotron dans une direction donnée à cette même pulsation dans le cas non relativiste (à une fréquence de $\gamma^3 \omega_g$ dans le cas relativiste). La période correspondante va donc être $T = \frac{2\pi}{\omega}$ et la durée d'émission est de $\Delta T = \frac{mc}{qB_{\perp}} \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2$ [Ginzburg 1965] (voir figure 3.2).

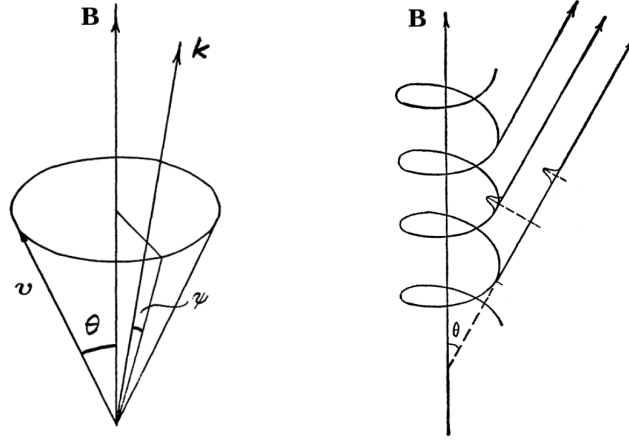


FIGURE 3.1 – Schématisation du cone de vitesse d'un électron se propageant le long d'une ligne de champ. L'angle θ entre \vec{v} et \vec{B} reste constant. \vec{k} représente le vecteur d'onde. L'électron a une trajectoire hélicoïdale autour de la ligne de champ et émet des photons synchrotron à intervalles réguliers dans une direction donnée (à une fréquence ω_g correspondant à sa vitesse angulaire) [Ginzburg 1965, Ginzburg 1969].

La perte d'énergie par rayonnement synchrotron est donnée par [Longair 2011] :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right) = 2\sigma_T c U_B \beta^2 \gamma^2 \sin^2 \theta \quad (3.3)$$

où U_B la densité d'énergie du champ magnétique et σ_T est la section efficace de Thompson :

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \simeq 6.653 \times 10^{-29} m^2 \quad (3.4)$$

$r_e = e^2 / 4\pi\epsilon_0 m_e c^2$ est le rayon classique de l'électron.

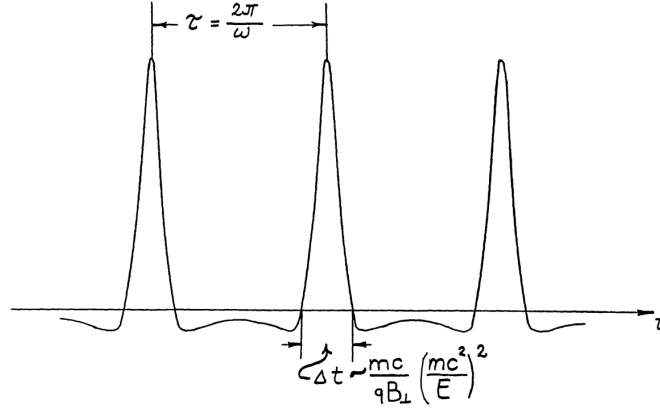


FIGURE 3.2 – Représentation de l'émission synchrotron d'un électron dans un champ magnétique B au cours du temps [Ginzburg 1965].

Dans le cas d'une population d'électrons isotrope, on peut moyenner la perte d'énergie sur tous les angles θ et on obtient :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right) = \frac{4}{3} \sigma_T c U_B \beta^2 \gamma^2 \quad (3.5)$$

Le spectre en fréquence de l'émission synchrotron d'un électron est donné par [Longair 2011] :

$$j(\nu) = \frac{\sqrt{3} e^3 B \sin \theta}{4\pi \epsilon_0 m_e c} F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \quad (3.6)$$

où $\nu_c = 3/2 \gamma^2 \frac{qB}{2\pi m_e} \sin \theta$ et F est une fonction de $\frac{\nu}{\nu_c}$, F vaut par exemple 0.818 pour $\nu = 0.1 \nu_c$ (valeurs données dans [Longair 2011]).

Le maximum d'émission a lieu à la fréquence $\nu_{max} \simeq 0.29 \nu_c$. Le spectre en fréquence d'un électron avec un facteur de Lorentz $\gamma = 1000$ rayonnant dans un champ magnétique de $B = 1 \mu\text{G}$ est représenté sur la figure 3.3.

La distribution en fréquence obtenue pour une population d'électrons décrite par $N(E) = N_0 \times E^{-p}$ s'exprime comme [Longair 2011] :

$$J(\nu) = \frac{\sqrt{3} e^3 B N_0}{4\pi \epsilon_0 m_e c} \left(\frac{3eB}{2\pi \nu m_e^3 c^4} \right)^{\frac{p-1}{2}} a(p), \quad (3.7)$$

où :

$$a(p) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\Gamma(p/4 + 9/12) \Gamma(p/4 - 1/12) \Gamma(p/4 + 5/4)}{(p+1) \Gamma(p/4 + 7/4)}. \quad (3.8)$$

Le flux différentiel d'énergie est une loi de puissance d'indice $\alpha = \frac{p-1}{2}$ et le flux différentiel des photons synchrotron est donc une loi de puissance d'indice $\alpha + 1 = \frac{p+1}{2}$.

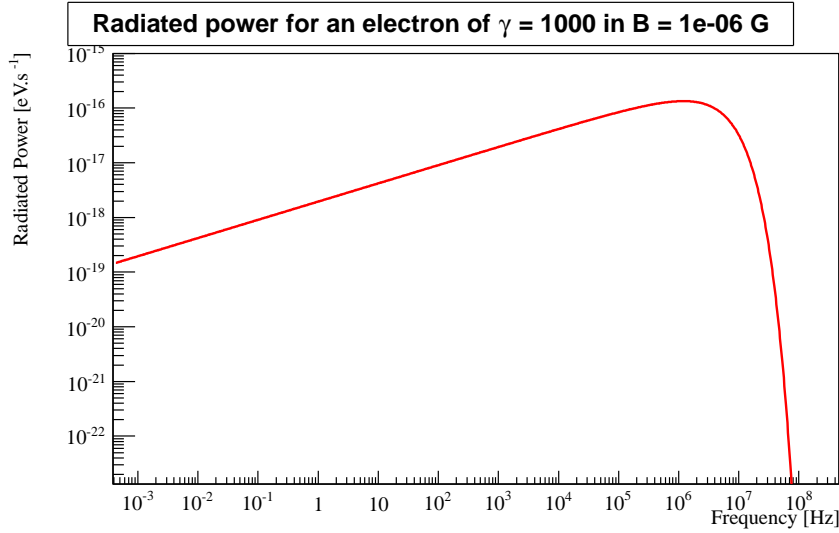


FIGURE 3.3 – *Spectre en fréquence de l'émission synchrotron d'un électron relativiste avec $\gamma = 1000$ dans un champ magnétique moyen $B = 1 \mu\text{G}$.*

Le temps caractéristique de refroidissement d'un électron d'énergie E_e dans un champ magnétique B est donné par [Gaisser 1998] :

$$t_{synch} \simeq 1.3 \times 10^{10} \left(\frac{E_e}{1 \text{ GeV}} \right)^{-1} \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right)^{-2} \text{ans} \quad (3.9)$$

Ce rayonnement peut expliquer l'émission observée en radio, optique et rayons X de certains objets comme les restes de supernovae.

3.1.2 Processus Compton inverse

Lorsqu'un électron cosmique rencontre un photon de basse énergie provenant d'un rayonnement diffus (fond diffus cosmologique (CMB), rayonnement infrarouge ou optique), il est susceptible de lui transmettre une partie de son énergie, le propulsant dans le domaine des rayons gamma. C'est l'un des processus dominants responsable de la production de gammas dans les sources astrophysiques car le rayonnement diffus cosmologique est présent partout dans l'univers et fournit ainsi un réservoir de photons cibles pour les électrons de haute énergie.

On distingue deux régimes particuliers pour ce processus :

- Régime de Thompson : l'énergie du photon dans le référentiel du centre de masse est très inférieure à deux fois la masse de l'électron ($E_{ph} \ll 2m_e c^2$).

La section efficace d'interaction différentielle est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{3}{4} \sigma_T \frac{\varepsilon_f^2}{\varepsilon_i^2} \left(\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_f} + \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i} - \sin^2\theta \right) \quad (3.10)$$

où σ_T est la section efficace de Thomson, ε l'énergie du photon et θ l'angle d'incidence entre le photon et l'électron.

Cette section efficace d'interaction peut être approximée à la section efficace de Thomson σ_T car $\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \simeq \frac{3}{4}\sigma_T(1 + \cos^2\theta)$ (voir figure 3.4).

L'énergie du photon diffusé sera de l'ordre de $\gamma^2 E_{ph}$, avec γ le facteur de Lorentz de l'électron.

- Régime de Klein-Nishina : dans le cas où $E_{ph} \gg 2m_e c^2$, on se place dans le régime relativiste et la section efficace d'interaction est donnée par la section efficace de Klein-Nishina [Longair 2011] :

$$\sigma_{KN} = \pi r_e^2 \frac{1}{\chi} \left\{ \left[1 - \frac{2(\chi + 1)}{\chi^2} \right] \ln(2\chi + 1) + 1/2 + 4/\chi - \frac{1}{2(2\chi + 1)^2} \right\} \quad (3.11)$$

où r_e est le rayon classique de l'électron et $\chi = \hbar\omega/m_e c^2$. Dans la limite ultra-relativiste, on a :

$$\sigma_{KN} = \pi r_e^2 \frac{1}{\chi} (\ln 2\chi + 1/2) \quad (3.12)$$

Donc à très haute énergie, la section efficace décroît en χ^{-1} (voir figure 3.4), l'émission Compton inverse est donc moins efficace et le spectre d'émission devient plus pentu (voir figure 3.5). De plus, dans ce régime, l'énergie du photon diffusé sera de l'ordre de $\gamma m_e c^2$.

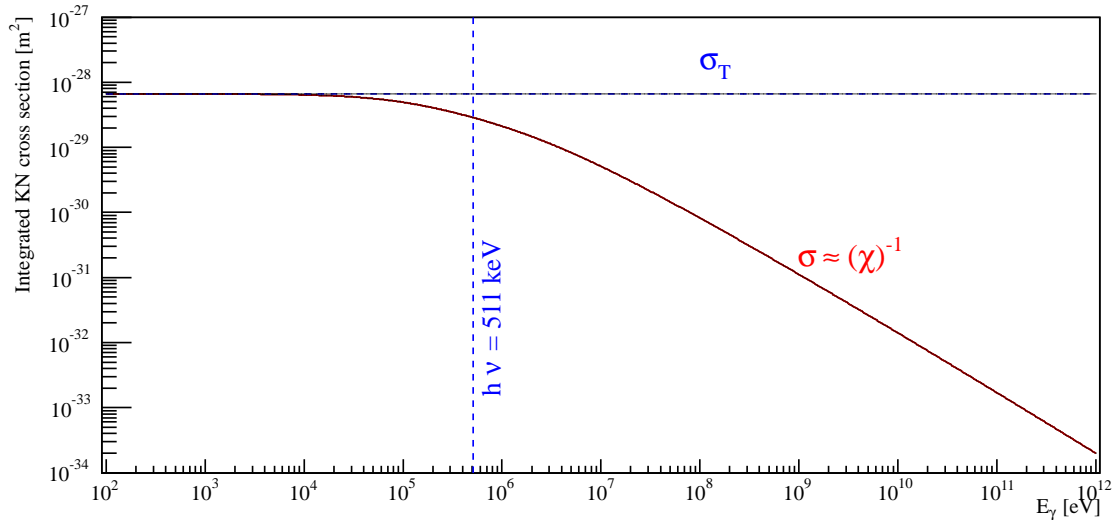


FIGURE 3.4 – Section efficace d'interaction par processus Compton inverse intégrée sur tous les angles θ en fonction de l'énergie du photon incident. On voit qu'à basse énergie la section efficace de Klein-Nishina peut être approximée par la section efficace de Thomson σ_T , tandis qu'à haute énergie la section efficace diminue en $1/\chi$ [Longair 2011].

La perte d'énergie par émission Compton inverse pour un électron est donnée par [Longair 2011] :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right) = \frac{4}{3}\sigma_{KN}U_{ph}\beta^2\gamma^2 \quad (3.13)$$

où U_{ph} est la densité d'énergie des photons cibles.

On remarque la similitude de cette expression avec celle de la perte d'énergie par rayonnement synchrotron (voir eq. 3.5). La raison de cette similitude vient du fait que la perte d'énergie dépend du champ électrique qui accélère l'électron dans son référentiel propre, peu importe l'origine de ce champ. Dans le cas de l'émission synchrotron, le champ électrique est dû au déplacement de l'électron dans le champ magnétique tandis que pour la diffusion Compton inverse, c'est la somme des ondes électromagnétiques incidentes sur l'électron.

On peut utiliser cette similitude pour retrouver la forme du spectre produit par une population d'électrons suivant une loi de puissance d'indice p . De la même façon que pour l'émission synchrotron, le spectre d'émission sera proportionnel à $E^{-(p+1)/2}$ dans la limite de Thomson. A plus haute énergie, à cause de la diminution de la section efficace de Klein-Nishina, l'indice devient $p + 1$, le spectre est donc plus mou dans ce régime (voir figure 3.5).

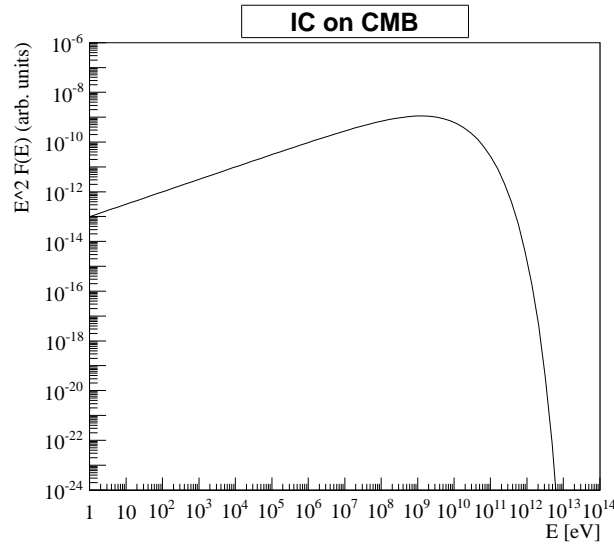


FIGURE 3.5 – *Emission Compton inverse d'une population d'électrons suivant une loi de puissance d'indice 2 diffusant sur les photons du fond diffus cosmologique.*

De plus, dans le régime de Thomson on a la relation suivante entre la puissance perdue par émission synchrotron et celle perdue par Compton inverse [Rybicki 1979] :

$$\frac{P_{synch}}{P_{IC}} = \frac{U_B}{U_{ph}} \quad (3.14)$$

qui montre que le rapport des pertes synchrotron et Compton inverse est égal au rapport de la densité d'énergie du champ magnétique U_B et de la densité d'énergie des photons cibles U_{ph} .

Enfin, le temps caractéristique de diffusion Compton inverse pour un électron d'énergie E_e et dans un champ de photons de densité d'énergie U_{ph} est donné par :

$$t_{IC} \simeq 3 \times 10^8 \left(\frac{E_e}{1 \text{ GeV}} \right)^{-1} \left(\frac{U_{ph}}{1 \text{ eV cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ ans} \quad (3.15)$$

3.1.3 Émission Synchro-Self Compton (SSC)

Ce processus est une combinaison des deux précédents, puisqu'il met en jeu une diffusion Compton inverse des électrons sur les photons produits par l'émission synchrotron de ces mêmes électrons.

D'après l'équation 3.14, on a :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{IC} = -\left(\frac{dE}{dt}\right)_{synch} \times \frac{U_{ph}}{U_B} \quad (3.16)$$

Par conséquent,

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{IC} \propto -\left(\frac{dE}{dt}\right)_{synch}^2 \times \frac{1}{U_B} \quad (3.17)$$

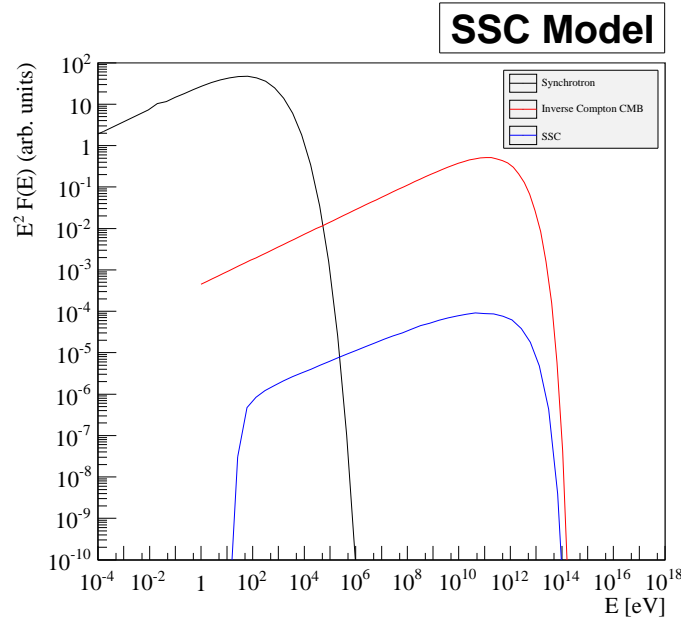


FIGURE 3.6 – Émission synchrotron (en noir), Compton inverse sur les photons CMB (en rouge) et sur les photons synchrotron (en bleu) d'une population d'électrons suivant une loi de puissance d'indice 2.4 dans un champ magnétique de 30 μG .

Ainsi, la puissance émise par diffusion Compton inverse sur les photons synchrotron est proportionnelle au carré de la puissance synchrotron. Un exemple d'émission SSC est donné en figure 3.6, en plus de l'émission synchrotron et Compton inverse sur les photons du CMB.

On remarque que dans ce cas l'émission SSC est moindre comparée à celle du Compton inverse sur le CMB, mais lorsque l'émission synchrotron est importante, dans le cas d'un fort champ magnétique par exemple, le spectre SSC est bien plus conséquent. Ce processus permet par exemple d'expliquer en partie l'émission au TeV de la nébuleuse du Crabe par exemple [Meyer 2010].

3.1.4 Rayonnement de freinage ou bremsstrahlung

Ce rayonnement est produit lorsqu'une particule chargée interagit avec le champ coulombien d'un noyau ou d'un ion. En pratique, ce processus peut avoir lieu dans les nuages moléculaires où les électrons vont interagir avec la matière du nuage.

La perte d'énergie par rayonnement de freinage est donnée par [Bethe 1934] :

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{Z(Z+1.3)e^6N}{16\pi^3\epsilon_0^3m_e^2c^4\hbar}E [\ln(183/Z^{1/3}) + 1/8] \quad (3.18)$$

On remarque que l'émission est proportionnelle à l'énergie de l'électron ainsi qu'à la charge Z du noyau. La perte d'énergie va donc dépendre du degré d'ionisation de la matière traversée. Si la matière est constituée d'ions, leurs cortèges électroniques vont écranter la charge des noyaux et le processus sera moins efficace.

Comme on a $\frac{dE}{dt} \propto E$, le spectre d'émission aura la même forme spectrale que la population d'électrons accélérés ($\propto E^{-p}$).

Le temps caractéristique de perte d'énergie par bremsstrahlung est donné par [Ginzburg 1964] :

$$t_{Brem} \simeq 3.3 \times 10^7 \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ans} \quad (3.19)$$

où n est la densité de la matière traversée.

3.2 Processus hadroniques

Les processus leptoniques concernant les interactions avec la matière ou avec un champ magnétique peuvent s'appliquer aux hadrons, mais comme ces derniers sont beaucoup plus massifs, les émissions associées seront faibles.

Le principal processus caractéristique des hadrons est la création de pions par interaction forte entre les rayons cosmiques très énergétiques et la matière présente dans les nuages moléculaires :

$$p + p \rightarrow \pi^0, \pi^+, \pi^- \quad (3.20)$$

Les pions neutres ainsi créés ont une durée de vie $\tau_{\pi^0} \simeq 8.4 \times 10^{-17} \text{s}$. Ils se désintègrent presque instantanément en deux gammas avec une probabilité de près de 99%. Comme le rayonnement cosmique est composé majoritairement de hadrons, c'est le type de processus recherché prioritairement en astronomie gamma, mais il faut parvenir à le distinguer des nombreux processus leptoniques décrits précédemment.

Les pions chargés vont quant à eux produire des muons :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (3.21)$$

qui vont ensuite se désintégrer en électrons/positrons et neutrinos :

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (3.22)$$

C'est donc le type de processus recherché par les détecteurs de neutrinos.

La production de pions neutres est possible à partir de l'énergie seuil de 280 MeV environ mais à cette énergie la section efficace est très faible. Elle devient importante autour de 1 GeV et varie peu au-delà de cette énergie (voir figure 3.7). [Aharonian 2000] ont approximé la section efficace par :

$$\sigma_{pp} \simeq 30(0.95 + 0.06 \ln(E_p/1 \text{ GeV})) \text{ mb pour } E_p \geq 1 \text{ GeV} \quad (3.23)$$

où E_p est l'énergie du rayon cosmique incident (et $\sigma_{pp} = 0$ pour $E_p < 1 \text{ GeV}$).

Une estimation plus détaillée à partir d'un fit de données numériques est décrite par [Kelner 2006] :

$$\sigma_{pp} \simeq 34.3 + 1.88 \ln(E_p/1 \text{ TeV}) + 0.25 \ln^2(E_p/1 \text{ TeV}) \text{ mb} \quad (3.24)$$

Ces sections efficaces sont tracées en fonction de l'énergie du proton incident sur la figure 3.7.

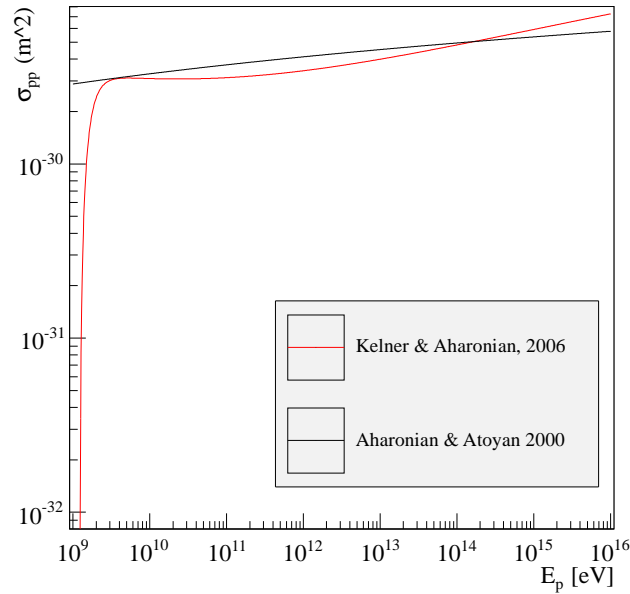


FIGURE 3.7 – Section efficace d'interaction p - p en fonction de l'énergie du proton incident pour deux modèles différents. Crédit : M. de Naurois.

Au-delà de 2 GeV, l'énergie emportée par les pions neutres vaut en moyenne $K_{\pi^0} \simeq 17\%$ de l'énergie du proton incident [Aharonian 2000]. Les gammas produits lors de la désintégration auront donc une énergie moyenne :

$$\langle E_\gamma \rangle \simeq 0.085 \times E_p \quad (3.25)$$

Le temps caractéristique d'émission gamma par interaction p-p est donné par :

$$t_{pp \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma} \simeq 1.07 \times 10^9 \frac{1}{K_{\pi^0}} \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{\sigma_{pp}}{1 \text{ mb}} \right) \text{ ans} \quad (3.26)$$

Comme la section efficace varie peu pour des énergies \gg GeV, le spectre d'émission gamma par désintégration π^0 aura la même forme spectrale que le spectre des protons incidents.

Dans le cas de protons accélérés dans un reste de supernova (SNR) et interagissant avec le milieu interstellaire (ou un nuage moléculaire), on peut estimer le flux gamma attendu sur Terre par (adapté de [Drury 1994]) :

$$\begin{aligned} F_\gamma(E > E_0) &\approx k \theta \left(\frac{E_0}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\Gamma+1} \left(\frac{E_{SN}}{10^{51} \text{ erg}} \right) \left(\frac{\Omega}{4\pi} \right) \\ &\times \left(\frac{d}{1 \text{ kpc}} \right)^{-2} \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \end{aligned} \quad (3.27)$$

où θ est la fraction d'énergie de la supernova transmise à l'accélération des protons, Γ l'indice spectral du spectre gamma observé, E_{SN} l'énergie de la supernova, d la distance du SNR, n la densité du milieu interstellaire et Ω l'angle solide éventuel dans le cas d'une interaction avec un nuage moléculaire particulier. Le facteur k dépend du taux de production q_γ de rayons gamma en fonction de l'indice de la distribution des protons et vaut 9×10^{-11} pour un spectre gamma d'indice 2.1 par exemple. Les valeurs de q_γ pour différents indices sont listées dans [Drury 1994].

3.3 Processus exotiques

3.3.1 Annihilation de WIMPs

L'annihilation de particules de matière noire est un processus susceptible de produire des gammas. En effet, seulement 17% environ de la matière de l'Univers est de nature baryonique, les 83% restants constituent la matière "noire" [Kilbinger 2009]. Les candidats les plus probables pour expliquer la nature de cette matière obscure sont des particules lourdes interagissant faiblement avec la matière "ordinaire", ce qui expliquerait le fait qu'on ne les détecte pas. On parle généralement de WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles). Dans les modèles supersymétriques les plus simples, le favori serait le neutralino (χ), le WIMP le plus léger. L'annihilation de deux neutralinos pourrait produire des rayons gamma, avec des signatures spectrales particulières :

- lors de l'annihilation, le processus d'hadronisation des quarks produit un spectre continu de gammas jusqu'à l'énergie du neutralino,

- les processus de type $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$ et $\chi\chi \rightarrow \gamma Z$ aboutissent à des raies spectrales caractéristiques à l'énergie du neutralino.

La recherche de ces caractéristiques spectrales se fait préférentiellement en direction de lieux susceptibles de receler une quantité importante de matière noire, notamment au centre de notre Galaxie ou de galaxies naines.

3.3.2 Autres processus

Évaporation de trous noirs

Une théorie sur le rayonnement de trous noirs a été proposée par Stephen Hawking [Hawking 1975]. Elle prévoit la création de paires due aux fluctuations du vide et dont seulement une particule serait absorbée par le trou noir. L'autre particule constituerait le rayonnement du trou noir et lui ferait perdre de l'énergie petit à petit. Lorsque le trou noir n'a plus assez d'énergie pour maintenir son confinement, il peut s'évaporer en émettant une bouffée de gammas très énergétiques.

Le temps d'évaporation d'un trou noir est donné par :

$$t_{evap} = 6.6 \times 10^{74} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^3 s \quad (3.28)$$

Pour un trou noir d'une masse solaire, le temps d'évaporation est donc 10^{57} fois plus grand que l'âge de l'Univers (environ 1.3×10^{10} ans), mais pour un "micro-trou noir" d'une masse d'environ $10^{-19} M_{\odot}$ (2×10^{11} kg), le temps d'évaporation devient de l'ordre de l'âge de l'univers. Par conséquent, les trous noirs dits "primordiaux", car ils auraient été créés lors du Big Bang, sont susceptibles de s'évaporer aujourd'hui en émettant un sursaut de rayons gamma.

Défauts topologiques

Ces défauts primordiaux créés lors de la formation de l'Univers, comme les cordes cosmiques [Hindmarsh 1995] ou les monopoles magnétiques [Hill 1983], peuvent se relâcher en émettant des sursauts de rayons gamma. Les gammas ainsi produits proviendraient de processus primaires dus à l'annihilation de ces défauts topologiques. Cependant, l'expérience Auger a permis de mettre des contraintes sur ces processus de production de gammas. En effet les limites supérieures en flux obtenues par Auger autour de 10^{19} eV sont de 5 à 10 fois plus basses que les prédictions des modèles théoriques [Abraham 2008].

3.4 Absorption des photons

Certains processus ne concernent pas la production de gammas, mais leur absorption, car le rayon gamma va transmettre (et ainsi perdre) son énergie à une particule. C'est le cas lors des processus de comptonisation (transmission de l'énergie à un électron), d'ionisation (arrachement d'un ou plusieurs électron(s) à un atome), ou encore de photodissociation (cassure d'une molécule chimique).

Un autre processus d'absorption important est la création de paires. En effet, un photon gamma peut interagir avec un photon de plus basse énergie et produire une paire électron/positron. Pour cela, l'énergie disponible dans le centre de masse doit être supérieure à la masse de la paire e^+/e^- .

Les principaux fonds diffus de photons présents dans l'Univers sont :

- le fond diffus cosmologique (CMB : Cosmic Microwave Background) ou rayonnement fossile, émis à l'époque de la recombinaison et présent dans tout l'Univers à une température de 2.7 K,
- le rayonnement diffus optique et infrarouge extragalactique, aussi appelé EBL pour Extragalactic Background Light, émis par les AGNs et lors des processus de formation d'étoiles,
- les photons en infrarouge, optique et UV émis par les étoiles.

Les rayons gamma au TeV vont préférentiellement interagir avec des photons de l'EBL, ainsi les sources extragalactiques comme les AGN vont voir leur spectre à haute énergie atténué à cause de la création de paires sur ces photons.

Les rayons gamma de 100 TeV ou plus vont être absorbés par création de paires en interagissant avec les photons diffus infrarouge et optique présents dans la galaxie.

Enfin, ce type d'interaction a pour effet de limiter la taille de l'univers observable en gamma. Plus l'énergie du gamma est importante et plus l'horizon se rapproche. Par exemple, à une énergie de 200 TeV, l'horizon gamma est situé à environ 1 Mpc à cause de l'interaction avec les γ_{CMB} , voire encore plus proche à cause de l'interaction avec les photons du fond diffus galactique.

CHAPITRE 4

Les sources gamma

Sommaire

4.1	Sources galactiques	49
4.1.1	Vestiges de supernovae	50
4.1.2	Pulsars	61
4.1.3	Nébuleuses de pulsars	67
4.1.4	Systèmes binaires	78
4.1.5	Le centre galactique	81
4.1.6	Amas globulaires	81
4.1.7	L'émission diffuse	81
4.2	Sources extragalactiques	83
4.2.1	Galaxies à noyau actif	83
4.2.2	Galaxies à flambée d'étoiles	89
4.2.3	Autres sources	90

Il existe une grande variété de sources émettant en rayons gamma. On les classe généralement en deux grandes familles : les sources galactiques situées au sein de notre galaxie, la Voie Lactée, et les sources extragalactiques. Nous détaillerons dans la suite les différents types de sources observés au TeV ainsi que certaines sources dont on attendrait un signal mais qui ne semblent pas émettre en gamma, soit pour des raisons intrinsèques, soit à cause des limites instrumentales actuelles. Nous donnerons également des exemples de sources observées.

4.1 Sources galactiques

Environ 80 sources ont été détectées au TeV dans notre galaxie jusqu'à présent. La plupart sont étendues, ce qui permet d'étudier leur morphologie en détail ainsi que les variations spectrales observées dans différentes régions au sein de ces sources. Certaines sources sont variables, révélant notamment un caractère périodique dans le cas des systèmes binaires, comme on le verra dans la section 4.1.4. Le réseau de télescopes H.E.S.S., situé dans l'hémisphère Sud, a un bon accès aux régions centrales de la Galaxie. Le centre galactique a ainsi pu être observé et étudié intensément par H.E.S.S., comme on le verra dans la suite. L'expérience H.E.S.S. a également observé tout le plan galactique accessible en mode *Survey* ou *Scan*, totalisant plus de 4200 h d'observations à ce jour et permettant la détection de plus de 60 sources dans la zone comprise entre les longitudes $l=250^\circ$ et $l=65^\circ$ et aux latitudes $+3.5^\circ$ à -3.5° (en coordonnées galactiques) [Gast 2011].

4.1.1 Vestiges de supernovae

Comme on l’a vu au chapitre 1, les restes de supernovae (SNRs pour SuperNovae Remnants) sont les candidats favoris pour l’accélération des rayons cosmiques galactiques à cause de la fréquence des explosions de supernovae (1 tous les 30 ans en moyenne dans chaque galaxie) et de leur fort potentiel énergétique. Les SNRs ont d’abord été observés en radio, cette émission étant rapidement interprétée par le rayonnement synchrotron d’électrons de haute énergie déviés par les champs magnétiques locaux. Cependant l’origine de ces électrons restait encore inconnue. Ce n’est que dans les années 1950 que le mécanisme d’accélération par onde de choc a été proposé [Fermi 1954], permettant ainsi d’expliquer comment les électrons ont pu atteindre de telles énergies dans ces objets. Par la suite, de nombreux satellites en rayons X et gamma nous ont ainsi que les récents télescopes à effet Tcherenkov se sont intéressés aux SNRs. Ces observations multi-longueurs d’onde nous permettent d’avoir un regard global sur les processus à l’œuvre dans ces objets et de mieux comprendre comment les particules chargées sont accélérées.

4.1.1.1 Les différentes phases

Une supernova est définie comme une explosion d’étoile, mais on en distingue deux principaux types. Les supernovae de type II sont créées par des étoiles très massives en fin de vie, tandis que celles de type I (appelées aussi chandelles standards car elles fournissent toujours plus ou moins la même quantité d’énergie) ont lieu lorsqu’une étoile naine accrétant la matière d’un compagnon géant atteint la masse de Chandrasekhar ($1.4 M_{\odot}$). Dans les deux cas, l’étoile se disloque en éjectant le plasma chaud qui constitue ses couches externes. Comme la vitesse des éjectas est très supérieure à la vitesse du son dans le milieu interstellaire, une onde de choc se produit. Le reste de supernova ainsi créé va ensuite évoluer en passant par trois phases principales : la phase d’expansion libre, celle de Sedov-Taylor et la phase radiative. Pendant les premières phases, le SNR est “actif”, et l’accélération des particules chargées dans l’onde de choc est possible via le processus de Fermi du 1^{er} ordre vu au chapitre 2.

Phase d’expansion libre

La première phase est celle de l’expansion libre, ou encore appelée “ejecta-dominated”. Pendant cette phase, les éjectas se propagent librement dans le milieu interstellaire (MIS). Le rayon du SNR est simplement donné par [Sturmer 1997] :

$$R_{SNR} = v_c t$$

où v_c est la vitesse du choc, qui est constante ($= v_0$) dans cette phase.

Le MIS va progressivement être comprimé et chauffé par l’onde de choc créée. En retour, le MIS choqué va ensuite comprimer les éjectas qui vont être chauffés et ralentis.

Cette première phase se termine lorsque la masse de matière interstellaire balayée par le choc est de l’ordre de la masse des éjectas. La majorité de l’énergie des éjectas a alors été transmise au gaz du MIS. Cela se produit après une durée typique de 500 ans environ, dépendant des modèles d’expansion et des conditions initiales de l’explosion de la supernova.

Par la suite, une période de transition entre la première et la deuxième phase a lieu, lors de laquelle la réaction du MIS comprimé et chauffé va créer une onde de choc retour dans les éjectas puisque le MIS choqué se propage plus vite que la vitesse du son dans les éjectas. Les deux milieux choqués présentent une discontinuité de contact : les éjectas sont plus froids et plus denses que le MIS choqué qui est plus chaud et moins dense. Ces différentes régions sont illustrées sur la figure 4.1 et leurs profils de vitesses calculés à partir de simulations sont représentés sur la figure 4.2. Les éjectas non choqués se propagent librement jusqu'à rencontrer l'onde de choc retour qui va être responsable de leur décélération en leur communiquant l'existence du MIS.

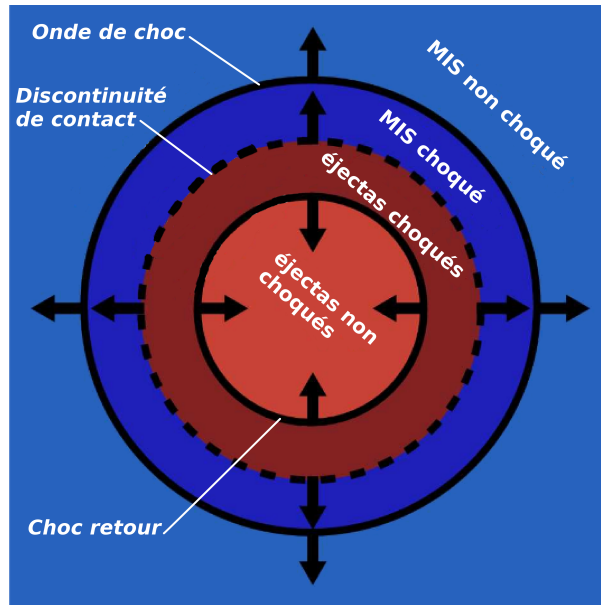


FIGURE 4.1 – *Schématisation des différentes régions composant un SNR en phase non radiative. Les éjectas sont représentés en rouge, le milieu interstellaire en bleu, les parties choquées sont foncées et les parties non perturbées en clair. Le MIS choqué après le passage de l'onde de choc va induire une onde de choc retour qui se propage vers l'intérieur du SNR. Cette dernière va "avertir" les éjectas de la présence du MIS et ralentir leur progression. Figure inspirée de [Ferrand 2008].*

Phase de Sedov-Taylor ou adiabatique

La deuxième phase est celle de Sedov-Taylor où l'onde de choc est adiabatique et l'évolution du SNR est dominée par la matière choquée du MIS. Dans cette phase, le rayon du SNR peut être approximé par [Truelove 1999] :

$$R_{SNR}(t) \approx \left(\frac{E_{SN}}{\rho_{MIS}} \right)^{1/5} t^{2/5}$$

où E_{SN} est l'énergie de la supernova (approximativement 10^{51} erg), et ρ_{MIS} est la densité du milieu interstellaire choqué. La vitesse du choc s'exprime comme [Sturmer 1997] :

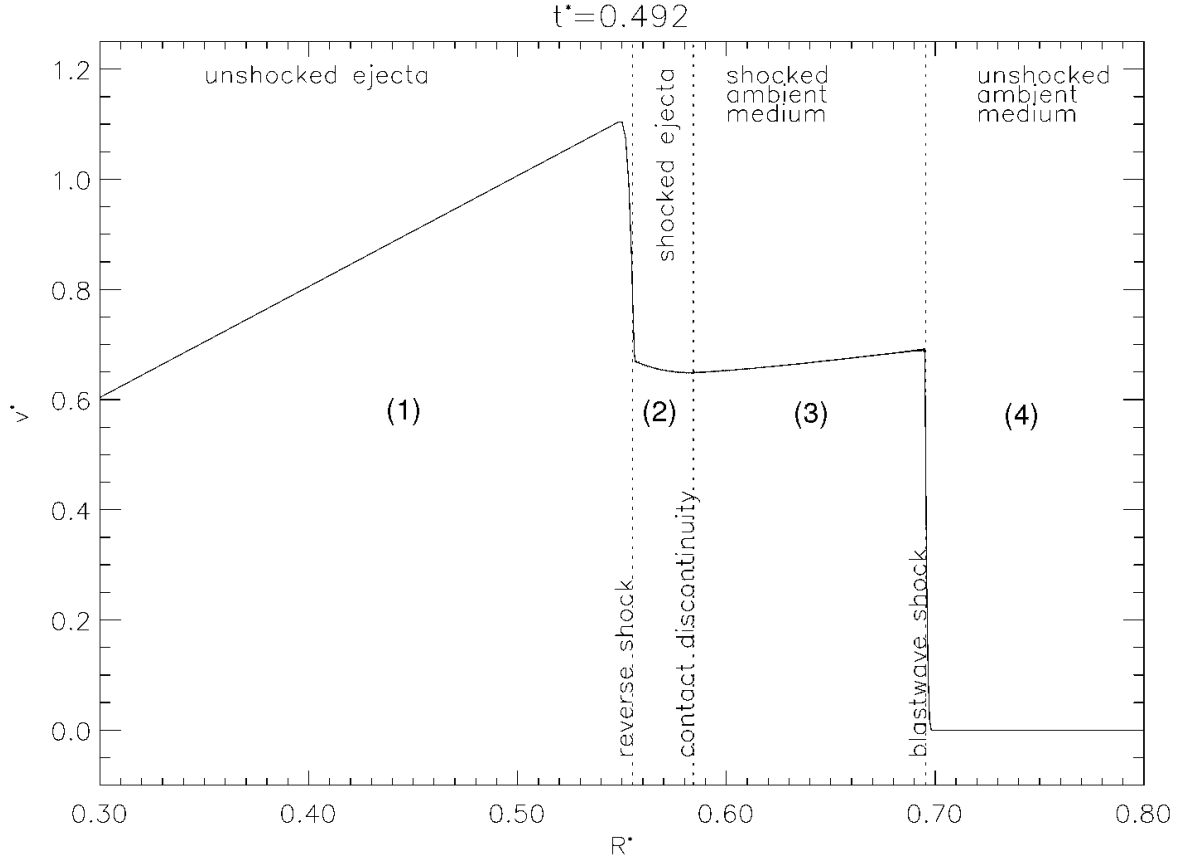


FIGURE 4.2 – Profil de vitesse des éjectas dans un SNR en phase non radiative, lors de la transition entre l'expansion libre et la phase de Sedov-Taylor ($t^* = t/t_{car}$). Les éjectas se propagent librement (région 1) et sont précédés par une onde de choc (blastwave shock) qui va choquer et comprimer le milieu interstellaire (région 3). Ce milieu choqué va ensuite engendrer une onde de choc retour (reverse shock) qui se propage en direction des éjectas, les décélère et les comprime (région 2). La région 4 est celle du milieu interstellaire encore non choqué. Notons également la discontinuité de contact entre les régions 2 et 3, correspondant respectivement aux éjectas choqués froids et denses et au MIS choqué plus chaud et moins dense. La vitesse et la distance représentant le profil radial sont ici sans dimensions, correspondant aux variables $R^* = R/R_{car}$ et $v^* = v/v_{car}$. Les temps, rayons et vitesses caractéristiques sont respectivement donnés par : $t_{car} = E^{-1/2} M_{ej}^{5/6} \rho_0^{-1/3}$, $R_{car} = M_{ej}^{1/3} \rho_0^{-1/3}$ et $v_{car} = R_{car}/t_{car}$. Figure issue de [Truelove 1999].

$$v_c(t) = v_0 \left(\frac{t_{sed}}{t} \right)^{3/5}$$

où t_{sed} est le temps mis par le SNR pour arriver en phase de Sedov-Taylor et dépend de la masse des éjectas M_{ej} , de la vitesse initiale du choc v_0 et de la densité du MIS n_{ISM} [Sturmer 1997] :

$$t_{sed} = \left(\frac{3M_{ej}}{4\pi\mu m_H n_{ISM} v_0^3} \right)^{1/3}$$

où m_H est la masse d'un atome d'hydrogène et μ est la masse réduite du MIS, qui vaut 1.4 dans l'hypothèse qu'il contient 1 atome d'hélium pour 10 atomes d'hydrogène.

Ainsi dans cette phase l'onde de choc décélère à cause du MIS choqué et le rayon du SNR augmente moins rapidement que lors de l'expansion libre. Pour plus de détails, voir [Blondin 1998].

Comme les éjectas ne peuvent plus se propager librement, un second choc retour se forme au niveau de la discontinuité de contact vers l'intérieur du SNR en chauffant et décélérant davantage les éjectas. Ce choc rebondit ensuite au centre du SNR et disparaît progressivement. Les deux premières phases sont non radiatives car le temps de refroidissement du gaz est très grand devant le temps caractéristique de la dynamique du choc.

Phase radiative ou isotherme

Durant cette dernière phase qui correspond à un âge d'environ 10^5 (voir les modèles fournis par [Cioffi 1988, Sturmer 1997]), le MIS choqué commence à se refroidir et à s'effondrer sur lui-même, créant une fine coquille dense et froide. Dans un premier temps, l'expansion du SNR est uniquement due à sa propre pression, l'intérieur chaud poussant la coquille externe comme un chasse-neige. Le rayon du SNR peut s'exprimer comme :

$$R_{SNR}(t) \propto t^{2/7}$$

La vitesse du choc est donnée par [Sturmer 1997] :

$$v_c(t) = v_0 \left(\frac{t_{sed}}{t_{rad}} \right)^{0.6} \left(\frac{t_{rad}}{t} \right)^{0.69}$$

où t_{rad} est le temps mis par le SNR pour atteindre la phase radiative [Sturmer 1997] :

$$t_{rad} = 2.7 \times 10^4 \left(\frac{E_{SN}}{10^{51} \text{erg}} \right)^{0.24} \left(\frac{n_{MIS}}{1 \text{cm}^{-3}} \right)^{-0.52} \text{ans}$$

Puis dans un deuxième temps, la pression du SNR se retrouve égale à la pression du MIS, le SNR n'est donc plus soumis à aucune force et est livré à son mouvement inertiel. Le rayon évolue donc ainsi :

$$R_{SNR}(t) \propto t^{1/4}$$

4.1.1.2 Temps d'accélération et énergie maximale

L'énergie maximale atteinte par les rayons cosmiques accélérés dans les restes de supernovae va dépendre du temps caractéristique des pertes radiatives par émission synchrotron, Compton inverse ou rayonnement de freinage mais aussi de paramètres intrinsèques à l'objet considéré comme l'âge ou la taille du système (critère dit "de Hillas" décrit en section 2.4.1), ainsi que le temps caractéristique d'accélération et d'échappement des particules qui vont varier d'un objet à l'autre.

La gamme d'énergie proposée va donc de 10 à 10^{6-7} GeV [Krymskii 1980, Lagage 1983a] et pourrait par conséquent expliquer le spectre des cosmiques jusqu'au genou seulement. Cependant l'amplification du champ magnétique provoquée via la création d'ondes d'Alfvén par les particules accélérées pourrait leur permettre d'atteindre des énergies supérieures [Lucek 2000, Bell 2004].

Dans le cas des SNRs pour lesquels l'accélération a lieu par onde de choc, le temps caractéristique d'accélération τ_{acc} est donné par :

$$\tau_{acc} \sim \frac{\tau_{cycle}}{\beta} \quad (4.1)$$

où τ_{cycle} est le temps typique d'un cycle (passage du milieu amont au milieu aval puis retour au milieu amont) et $\beta = v_{choc}/c$. De plus comme on l'a vu précédemment, l'accélération n'est possible que durant les premières phases de l'évolution du vestige de supernova, l'âge de l'objet est donc un facteur limitant.

D'autres effets limitants doivent être pris en compte, notamment les limitations dues à la taille du vestige ou plus précisément la courbure du choc par exemple. La longueur de diffusion caractéristique λ des rayons cosmiques est de l'ordre de D/v_{choc} , où D est le coefficient de diffusion. Or le coefficient de diffusion des cosmiques et leur longueur de diffusion augmentent avec l'énergie. Par conséquent, lorsque cette longueur de diffusion devient comparable au rayon du choc, ce dernier ne peut plus être considéré comme plan et doit être traité comme sphérique. Or le mécanisme d'accélération par onde de choc ne fonctionne plus avec un choc sphérique car les particules perdent de l'énergie en aval et s'échappent plus facilement du choc en amont [Lagage 1983b].

Les pertes radiatives des particules chargées via les différents processus présentés au chapitre 3 vont également limiter l'énergie maximale atteignable, d'autant plus que les pertes sont généralement proportionnelles au carré de l'énergie des particules : plus les rayons cosmiques ont une énergie importante et plus ils vont perdre de l'énergie rapidement.

Les effets non-linéaires comme la production d'ondes magnétiques par les cosmiques eux-mêmes, les champs magnétiques non parallèles à l'onde de choc ou la dépendance spatiale du coefficient de diffusion sont détaillés dans [Lagage 1983a]. Dans cette même référence, les auteurs constatent que l'énergie maximale atteinte dépend peu de l'âge maximal t_{max} du SNR : E_{max} est seulement divisée par 1.5 si t_{max} diminue d'un facteur 100. En effet l'accélération des particules les plus énergétiques a lieu majoritairement durant les premières phases du SNR. L'énergie maximale obtenue en considérant un coefficient de diffusion minimal et constant est [Lagage 1983b] :

$$E_{max} \sim 10^5 Z \left(\frac{B}{1 \mu G} \right) \text{ GeV} \quad (4.2)$$

On remarque que l'énergie maximale dépend de Z . Par conséquent les ions lourds atteignent des énergies plus hautes que les protons, ce qui entraîne une cassure dans le spectre des rayons cosmiques à une énergie donnée. Au-delà de cette énergie, le flux des cosmiques est enrichi en éléments lourds. D'autres solutions sont possibles pour augmenter l'énergie maximale atteinte comme la réaccélération des cosmiques de plus haute énergie se propageant dans la galaxie et rencontrant un autre SNR [Lagage 1983a], mais la probabilité de ce scénario reste assez faible.

4.1.1.3 Évolution de l'émission au cours du temps

On a vu précédemment que les SNRs passent par différentes phases au cours de leur existence, correspondant à différentes énergies maximales atteintes pour les protons et électrons accélérés. Cela implique donc également différents processus d'émission observables au cours de ces phases.

Durant la phase d'expansion libre, les particules n'ont pas encore eu le temps d'être suffisamment accélérées et émettent donc peu de photons. L'émission principale provient du rayonnement synchrotron et du processus Compton inverse des électrons ainsi que de la désintégration des π^0 . Le rayonnement X observé est souvent dû à l'émission thermique du gaz chauffé et présente des raies caractéristiques. Mais lorsque l'émission est non-thermique, elle provient du rayonnement synchrotron. L'accélération des particules est la plus efficace durant la phase de Sedov, c'est donc à ce moment que l'émission électromagnétique est la plus importante. Elle est due à la grande variété de processus que nous avons décrits dans les chapitres précédents et qui s'étalent sur toutes les longueurs d'onde, de la radio au domaine gamma.

Ensuite, lorsque le SNR entre en phase radiative et que la source d'injection de particules s'éteint, le SNR devient passif, c'est à dire que les particules ne sont plus accélérées et vont donc perdre leur énergie progressivement au travers de ces processus d'émission. Ainsi, les électrons vont rayonner en synchrotron et perdre rapidement leur énergie, laissant les protons seuls responsables de l'émission observée. C'est pourquoi l'observation de vieux vestiges de supernovae peut être très intéressante pour mettre en évidence l'accélération passée des protons.

En guise d'illustration de l'évolution de l'émission d'un SNR, la figure 4.3 montre le spectre obtenu au cours du temps pour un SNR se propageant dans un milieu de densité $n=0.1 \text{ cm}^{-3}$ et avec un champ magnétique $B = 5 \mu G$, en considérant l'émission synchrotron, bremsstrahlung et Compton inverse des électrons ainsi que la production de gammas par les pions neutres. Cependant, comme le milieu considéré ici est peu dense, l'émission due aux π^0 est assez faible. Pour des simulations à des densités plus importantes, voir [Sturmer 1997].

Malgré les fortes pertes synchrotron des électrons dits "primaires" durant la phase radiative, il est toutefois possible d'observer une émission leptonique provenant des électrons secondaires, créés lors de la production de pions chargés par les protons accélérés. Ce phénomène a été étudié en détail dans [Fang 2008] et leur modèle montre que l'émission secondaire surpasse

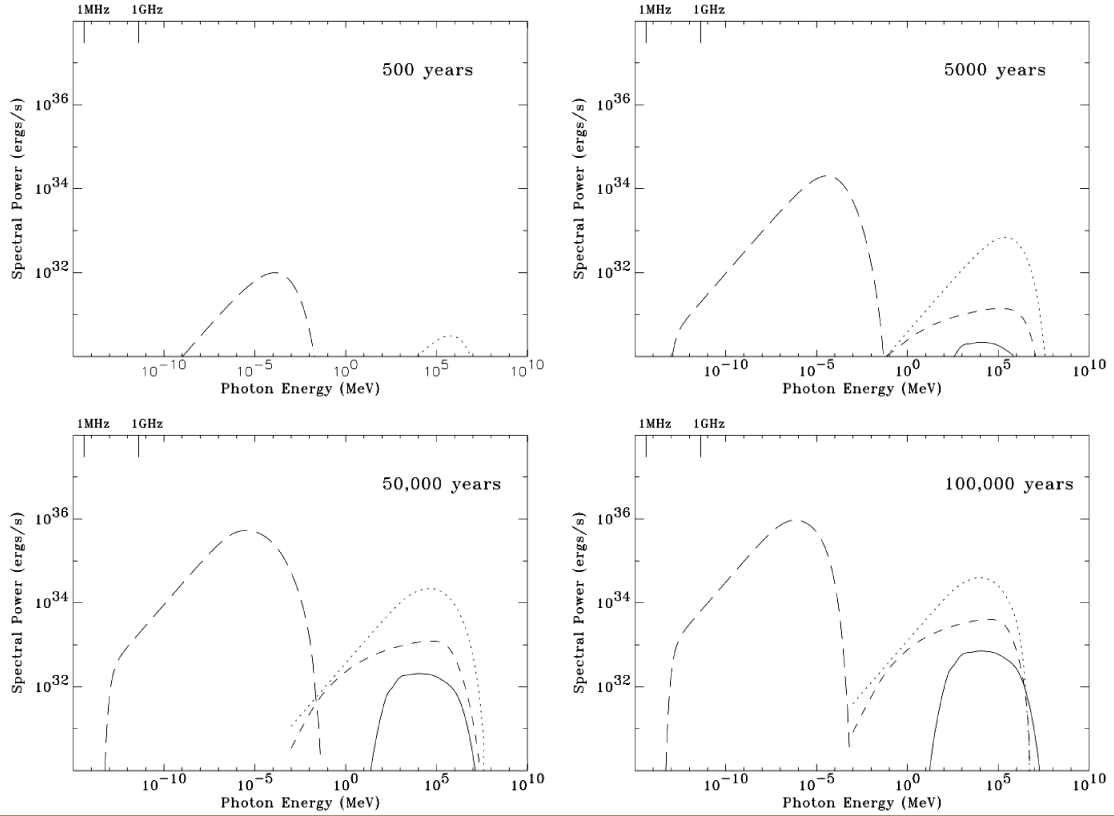


FIGURE 4.3 – Spectre obtenu pour différents âges d'un SNR se propageant dans un milieu de densité $n = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ et avec un champ magnétique $B = 5 \mu\text{G}$. Les lignes pleines correspondent à la désintégration des π^0 , les pointillés à la diffusion Compton inverse et les tirets courts et longs aux rayonnements bremsstrahlung et synchrotron respectivement. On voit que l'émission est très faible lorsque le SNR est jeune et qu'elle augmente progressivement au cours du temps jusqu'à atteindre son maximum d'énergie après 50000 ans environ. Au bout de 10^5 ans, les électrons ont perdu beaucoup d'énergie et l'émission Compton inverse ne dépasse pas les 50 TeV, alors que la désintégration de π^0 due aux protons atteint encore des énergies excédant les 100 TeV. Cependant, dans cette simulation on remarque que l'émission gamma des π^0 est assez faible comparée aux processus leptoniques. Cela est dû au fait que la densité considérée est assez faible, en effet si l'on fixe la densité à 1 cm^{-3} ou 10 cm^{-3} , l'émission hadronique devient nettement plus importante. Figure issue de [Sturmer 1997].

effectivement l'émission primaire qui est quasiment supprimée à ce stade (à partir d'un âge de 3×10^4 ans environ).

La perte d'énergie des électrons diminue donc considérablement l'émission observée en rayons X mais les protons toujours présents continuent à produire un rayonnement gamma au travers des π^0 . Cette différence de flux entre les rayons X et gamma pourraient expliquer le fait que de nombreuses sources gamma sont non identifiées car il n'y a pas de contrepartie observée à d'autres longueurs d'onde [Yamazaki 2006]. Dans cette référence, Yamazaki et al. définissent le rapport TeV/X ainsi :

$$R_{TeV/X} = \frac{F_\gamma(1 - 10 \text{ TeV})}{F_X(2 - 10 \text{ keV})}$$

et mesurent ce rapport pour des SNRs à différents stades observés en X et au TeV. Ils obtiennent un rapport $R_{TeV/X} \lesssim 2$ pour les SNRs jeunes, contre $R_{TeV/X} \gtrsim 10^2$ pour les SNRs les plus vieux. Ce résultat est dû à deux effets : d'une part les électrons les plus énergétiques, responsables de l'émission synchrotron observée en rayons X, se sont échappés du SNR, et d'autre part, le champ magnétique au sein du SNR diminue avec son expansion, ce qui amoindrit d'autant plus le rayonnement synchrotron des électrons. Les électrons responsables de la diffusion Compton inverse observée au TeV sont moins énergétiques et sont donc encore piégés dans les SNRs d'âge avancé. De plus la densité de photons cibles ne varie pas ou peu, ce qui explique que les SNRs sont toujours visibles à très haute énergie mais pas en rayons X. Le rapport $R_{TeV/X}$ peut donc être un indicateur de l'âge du SNR observé, tout en donnant une explication au fait qu'il n'y a pas de contrepartie à ce type de source gamma dans les autres longueurs d'onde.

4.1.1.4 Interaction avec les nuages moléculaires

La Galaxie contient des nuages de gaz atomique et moléculaire plus denses que le milieu interstellaire (MIS) dont la densité est de l'ordre de 0.1 à 1 cm^{-3} . La densité des nuages peut varier d'une dizaine à plusieurs centaines de protons par cm^3 . Ces nuages sont susceptibles de constituer des cibles pour les rayons cosmiques. Ils sont concentrés le long du plan galactique et des bras spiraux de la Galaxie. Les nuages moléculaires sont généralement observables via la spectroscopie radio au travers de raies de transition dépendant de la nature des constituants du gaz.

Le gaz atomique est majoritairement composé d'hydrogène et peut être observé grâce à la raie à 21 cm résultant de la structure hyperfine de l'atome. Cependant, ces nuages atomiques sont diffus et moins denses que les nuages moléculaires, cibles privilégiées pour l'interaction des rayons cosmiques.

Les nuages moléculaires sont principalement composés de dihydrogène (H_2) mais peuvent aussi comporter des molécules plus complexes comme le ^{12}CO ou son isotope le ^{13}CO . La molécule de H_2 est difficilement observable dans notre galaxie car ses transitions rotationnelles sont très faibles. Il est toutefois possible de l'observer directement au travers des lignes d'absorption UV dans le gaz diffus et en déterminant l'abondance de gaz par rapport à celle des poussières, mais cette technique est assez délicate. La molécule de CO présente en revanche des raies rotationnelles en radio qui permettent d'observer directement les

nuages qui en sont constitués. De cette manière il est également possible de remonter à la quantité de H_2 présente dans ces nuages à l'aide des rapports d'abondance entre ces différents éléments. Ces techniques sont décrites en détail dans [Lemière 2006]. Une description détaillée des données ^{13}CO utilisées dans cette thèse ainsi que différents modèles de rotation de la Galaxie employés pour estimer la distance des nuages est donnée dans l'annexe B.

L'émission gamma d'origine hadronique est due au processus d'interaction entre un hadron cosmique et un proton du MIS. Elle dépend donc considérablement de la densité du milieu interstellaire : plus le milieu est dense et plus l'émission gamma via les pions neutres sera importante. Que se passe-t-il dans le cas où les cosmiques interagissent avec un nuage moléculaire, très dense par rapport à la moyenne observée dans le MIS, voire même si l'onde de choc du SNR balaye un nuage moléculaire ?

Si un SNR est assez proche d'un nuage moléculaire, les rayons cosmiques les plus énergétiques qui s'en échappent vont entrer en collision avec les atomes du nuage, produisant ainsi des pions neutres qui se désintègrent ensuite en gammas. Certaines sources non identifiées sont donc en réalité des nuages moléculaires illuminés par des cosmiques provenant d'un accélérateur proche, comme un reste de supernova.

L'émission gamma observée au niveau des nuages moléculaires va évoluer au cours du temps en suivant les différentes phases du SNR. Il faut déjà un certain temps au SNR pour accélérer des particules à haute énergie comme on l'a vu dans les sections précédentes. De plus, il faut également tenir compte du temps de propagation des cosmiques pour atteindre le nuage moléculaire, temps qui va dépendre de la distance entre le nuage et le SNR. Le nuage doit être situé assez près (à une distance \lesssim quelques centaines de parsecs) pour que le flux de rayons cosmiques soit suffisant [Gabici 2009]. Les rayons cosmiques les plus énergétiques vont s'échapper les premiers du SNR et venir illuminer le nuage en produisant des pions neutres. Puis le pic observé au niveau du nuage va se déplacer vers les basses énergies au fur et à mesure que les cosmiques moins énergétiques s'échappent du SNR (voir figure 4.4).

Dans l'hypothèse des rayons cosmiques accélérés dans le SNR et interagissant avec un nuage moléculaire environnant mesuré en radio, si l'on connaît l'énergie initiale E_{SN} de la supernova, la fraction θ de cette énergie disponible pour accélérer les cosmiques, la distance d du SNR et la densité n du nuage, on peut en déduire le flux gamma attendu grâce à la relation suivante qui suppose que les protons accélérés ont un spectre en loi de puissance avec un indice $\Gamma = 2.1$ [Drury 1994] :

$$F_\gamma \approx 9 \times 10^{-11} \theta \left(\frac{E_0}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1.1} \left(\frac{E_{SN}}{10^{51} \text{ erg}} \right) \left(\frac{d}{1 \text{ kpc}} \right)^{-2} \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (4.3)$$

Inversement, connaissant le flux gamma et tous les autres paramètres mesurés, on peut en déduire par exemple la fraction de l'énergie dégagée par la supernova (généralement estimée à 10^{51} erg) fournie aux rayons cosmiques et ainsi tester si notre hypothèse d'accélération des cosmiques dans le SNR est valable énergétiquement, c'est à dire si la fraction obtenue est de l'ordre de 10%, comme le prédisent les modèles théoriques.

Qu'en est-il du cas où le SNR entrerait en collision avec un nuage moléculaire ? Selon les calculs de [Yamazaki 2006], la probabilité que cela arrive est très faible et le SNR devrait pour

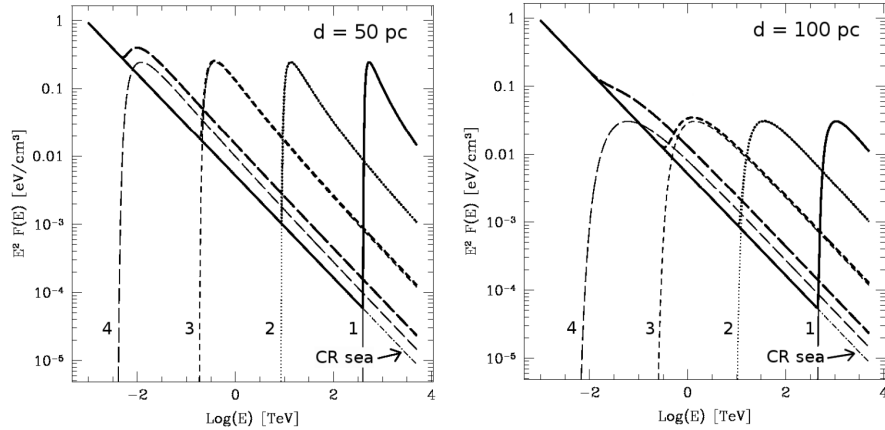


FIGURE 4.4 – Évolution du spectre observé au niveau d'un nuage moléculaire illuminé par les rayons cosmiques accélérés dans un SNR situé à 50 pc (à gauche) et 100 pc (à droite). Les lignes continues, pointillées, en tirets courts et tirets longs représentent l'émission observé pour un âge du SNR de 500, 2000, 8000 et 32000 ans respectivement. On voit que le pic observé se déplace vers les basses énergies au cours du temps, dû au fait que les rayons cosmiques les plus énergétiques s'échappent en premier du SNR. On remarque également que le flux observé est logiquement moins intense lorsque le nuage est situé plus loin, le flux des cosmiques étant moindre à cause de leur diffusion lors de la propagation. Figure issue de [Gabici 2009].

cela être en phase radiative, pour laquelle le diamètre du SNR est suffisamment grand et donc la collision plus probable. Mais le choc ainsi créé serait suffisant pour relancer le processus d'accélération des protons restants dans le SNR. La pression dans le nuage va engendrer la création d'un choc retour et de chocs secondaires dans le nuage qui va finalement être totalement refroidi et comprimé par la collision avec le SNR. Cependant, d'après [Chevalier 1977], si la densité du nuage est inférieure à une densité critique, ce dernier va uniquement être chauffé par le choc et émettre des rayons X thermiques.

Dans tous les cas, si l'émission gamma observée est clairement associée à un nuage moléculaire, elle peut être due au processus hadronique de production de pions neutres, c'est donc un indicateur fort de l'origine des rayons cosmiques et de leur site d'accélération. Cependant, ce scénario n'a pu être formellement établi dans aucun des SNRs en interaction observés actuellement (sauf dans le cas du SNR S147 où le meilleur ajustement du spectre observé semble être celui du modèle hadronique [Katsuta 2012]). En effet, les modèles leptoniques ou des modèles hybrides comportant des populations de particules leptoniques et hadroniques peuvent expliquer tout aussi bien voire mieux l'émission observée.

4.1.1.5 Les SNRs observés par H.E.S.S.

De nombreux SNRs ont été observés en radio, le catalogue de Green par exemple¹ [Green 2009] en recense 274 actuellement, observés également à d'autres longueurs d'onde. Ils sont classés en fonction de leur morphologie en radio qui peut être de type coquille, pleine

1. <http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/>

ou une combinaison des deux. De nombreuses sources gamma ont été associées à des restes de supernova mais très peu présentent une morphologie en coquille, qui indiquerait que les particules sont bien accélérées par l'onde de choc. En effet, la plupart de ces sources présentent une morphologie pleine et sont coïncidentes avec un pulsar, objet compact produit durant l'explosion de la supernova et possédant un très fort champ magnétique. Ces objets ont une énergie rotationnelle suffisante pour accélérer des particules chargées, bien qu'on connaisse encore mal leurs mécanismes d'accélération. Les sources gamma associées à ces objets, appelées nébuleuses à vent de pulsar, seront détaillées dans la section 4.1.3.

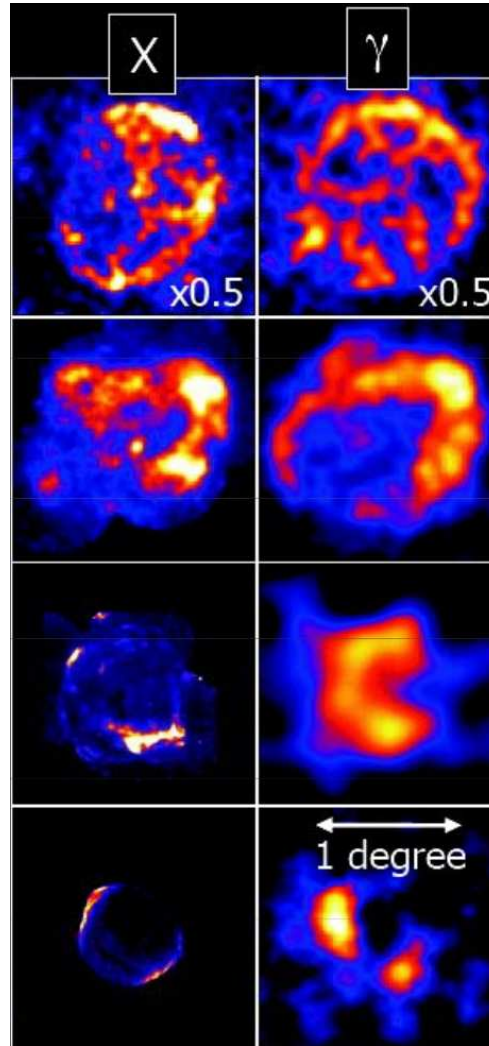


FIGURE 4.5 – De haut en bas : Vela Junior, RX J1713.7-3946, RCW 86 et SN 1006 en rayons X non thermiques à gauche et au TeV à droite (observations avec les télescopes H.E.S.S.). Crédit : M. de Naurois.

Mais revenons aux sources gamma présentant une morphologie en coquille, comme c'est aussi le cas en radio et en rayons X. Elles sont historiquement au nombre de quatre : RX J1713.7-3946, Vela Junior, RCW 86, et SN1006. Un SNR en coquille supplémentaire est récemment venu s'ajouter à cette liste : HESS J1731-347, dont la morphologie a pu être déterminée après

de plus amples observations par les télescopes H.E.S.S. [Abramowski 2011a].

La figure 4.5 montre les quatre SNRs historiques vus en rayons X non thermiques et en gamma. On remarque la corrélation entre la morphologie des rayons X et celle au TeV suggérant que la même population de particules chargées est responsables de ces deux émissions. Cette corrélation entraîne différentes conclusions sur les modèles d'émission. Dans les modèles leptoniques, on en déduit que les rayons X et gamma sont dus aux mêmes électrons qui vont produire des X par rayonnement synchrotron et des gammas par processus Compton inverse. Ce type de modèle peut donc être facilement en adéquation avec les observations. Les modèles hadroniques sont également possibles, mais seulement dans les milieux denses et en présence d'un très fort champ magnétique, ce qui est réalisable dans les ondes de choc des SNRs qui peuvent amplifier le champ magnétique présent dans le milieu. Dans ce cas, l'émission X serait due au rayonnement synchrotron des hadrons cosmiques et les gammas proviendraient des désintégrations de pions neutres.

4.1.2 Pulsars

Le premier pulsar a été découvert par hasard en 1967 par Jocelyn Bell et Anthony Hewish alors qu'ils cherchaient à détecter un signal radio provenant d'un quasar [Hewish 1968]. Les pulsars sont des étoiles à neutrons en rotation rapide créées après l'explosion d'étoiles massives ($> 8 M_{\odot}$) en supernovae de type II. Ces objets très compacts (dont la densité est de l'ordre de $10^{17} \text{ kg m}^{-3}$) ont des masses comprises entre $0.5 M_{\odot}$ et $2.5 M_{\odot}$ et un rayon de l'ordre de 10 km. Leur période de rotation est généralement de l'ordre de la seconde mais peut aussi être beaucoup plus courte (quelques millisecondes). Leur champ magnétique est très élevé (typiquement 10^{12} G à la surface de l'étoile à neutron), voire plus dans le cas des magnétars.

Les pulsars émettent un vent magnétisé de particules, qui, en se propageant dans le milieu interstellaire, va créer une nébuleuse. Ces objets seront décrits dans la section 4.1.3. Nous listons ici les principales propriétés et les paramètres importants des pulsars. Les différents modèles d'accélération de particules évoqués dans ces objets sont détaillés dans l'annexe A ainsi que dans la section 2.1.

4.1.2.1 Les propriétés des pulsars

Le modèle du dipôle

Les propriétés essentielles des pulsars peuvent être dérivées simplement en les assimilant à des dipôles magnétiques tournants, comme schématisé sur la figure 4.6. L'axe du dipôle n'est pas nécessairement aligné avec l'axe de rotation. Le champ magnétique dipolaire induit un champ électrique $E \propto \|(\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) \wedge \vec{B}\|$, où $\vec{\Omega}$ est la vitesse angulaire et \vec{B} le champ magnétique à la distance \vec{r} du dipôle. Dans ces conditions, la composante du champ électrique parallèle au champ magnétique E_{\parallel} est intense et va arracher des particules chargées à la surface du pulsar, remplissant ainsi la magnétosphère de charges [Goldreich 1969]. Les particules constituant la magnétosphère ainsi que les champs électromagnétiques sont en co-rotation avec le pulsar.

Les dernières lignes de champ fermées se situent au niveau du cylindre de lumière, de rayon $cP/2\pi$, avec P la période de rotation du pulsar. Le cylindre de lumière correspond à la surface

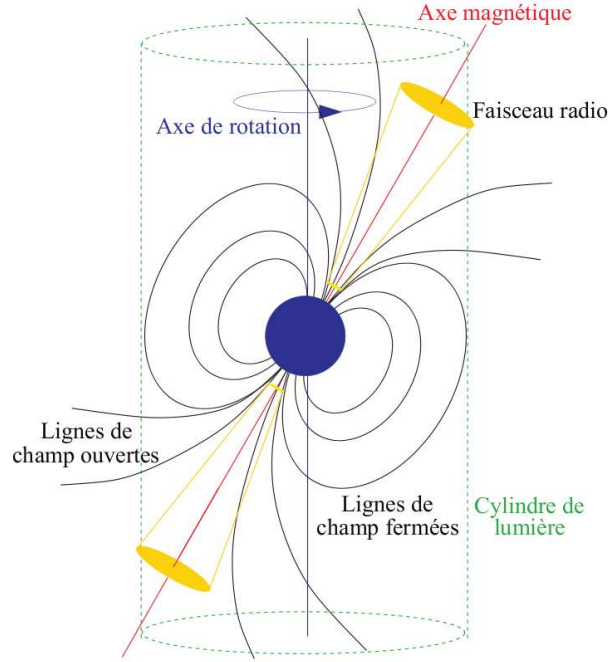


FIGURE 4.6 – *Description simplifiée de la magnétosphère des pulsars (figure issue de [Lorimer 2004]).*

pour laquelle la vitesse de co-rotation des lignes de champ atteint la vitesse de la lumière. Au-delà de ce cylindre les lignes de champ ne peuvent plus boucler et restent ouvertes. Ces lignes ouvertes permettent donc aux particules chargées de s'échapper pour créer le vent de la nébuleuse. Ces dernières vont émettre des photons autour de la direction de l'axe magnétique du dipôle. Ce faisceau d'émission balaye l'environnement du pulsar lors de sa rotation tel un phare émettant à intervalles réguliers. Si la trajectoire du faisceau intercepte la ligne de visée d'un observateur sur Terre, il va pouvoir détecter un signal périodique à différentes longueurs d'onde se répétant à chaque rotation du pulsar [Goldreich 1969].

Le principal réservoir d'énergie est rotationnel et l'énergie cinétique rotationnelle correspondante est $E = \frac{1}{2}I\Omega^2$, I étant le moment d'inertie et $\Omega = 2\pi/P$ la vitesse angulaire. Pour une sphère homogène, le moment d'inertie est donné par $I = \frac{2}{5}MR^2$, où M est la masse et R le rayon de l'étoile à neutrons. Avec un rayon typique de 10 km et une masse de $1.4 M_{\odot}$, on obtient $I \simeq 10^{45} \text{ g cm}^2$.

Ce modèle simplifié de dipôle tournant ne représente pas tout à fait la réalité mais permet de comprendre les processus en jeu dans ce type d'objets. Il indique notamment qu'il existe deux sources de pertes d'énergie pour le pulsar et sa magnétosphère : l'émission d'un rayonnement dipolaire dû à la rotation du moment magnétique et l'échappement de particules chargées le long des lignes de champ ouvertes qui cause un faisceau d'émission périodique autour de l'axe du dipôle.

Quelques paramètres importants

Plusieurs paramètres intrinsèques aux pulsars permettent de les caractériser. En voici une liste succincte :

- la période P , mesurable lorsque le faisceau balaye la Terre,
- le ralentissement \dot{P} qui correspond à la dérivée de la période, est également mesuré observationnellement et vaut $\dot{P} = -2\pi\Omega/\dot{\Omega}$ (c'est un nombre sans dimension),
- la perte d'énergie liée au freinage \dot{E} , appelée "Spin-down power" en anglais. Elle vaut, pour $I = 10^{45} \text{ g cm}^2$:

$$\dot{E} = 4\pi^2 I \frac{\dot{P}}{P^3} \simeq 4 \times 10^{31} \left(\frac{P}{1 \text{ s}} \right) \left(\frac{\dot{P}}{10^{-15}} \right)^{-3} \text{ erg s}^{-1} \quad (4.4)$$

- l'intensité du champ magnétique B qui vaut :

$$B = 3.2 \times 10^{15} \sqrt{P\dot{P}} \simeq 10^{9-12} \text{ G} \quad (4.5)$$

- l'intensité du champ électrique E induit au niveau de la surface :

$$E_{\parallel} = \Omega B R \simeq 10^{13} \text{ V/m} \quad (4.6)$$

qui permet d'accélérer les particules arrachées à la surface à des vitesses ultra-relativistes presque instantanément ($\tau_{acc} < 10^{-20} \text{ s}$),

- l'âge du pulsar, qui peut être estimé en supposant que le taux de ralentissement est proportionnel à sa fréquence de rotation tel que :

$$\dot{\Omega} \propto \Omega^n \quad (4.7)$$

où n est l'indice de freinage.

En dérivant l'équation 4.7, on obtient $n = \frac{\Omega\ddot{\Omega}}{\dot{\Omega}^2}$.

En théorie, si l'on suppose que la perte d'énergie cinétique rotationnelle est due uniquement au rayonnement dipolaire magnétique, on a [Jackson 1962] :

$$\dot{E} = -I\Omega\dot{\Omega} = \frac{2}{3c^3} \|\vec{\mu}\|^2 \Omega^4 \sin^2 \alpha \quad (4.8)$$

où $\vec{\mu}$ est le moment magnétique du pulsar et α l'angle entre l'axe magnétique et l'axe de rotation. D'après cette équation, on a $\dot{\Omega} \propto \Omega^3$, par conséquent, une prédiction théorique vaut $n=3$. Or les valeurs de Ω , $\dot{\Omega}$ et $\ddot{\Omega}$ sont accessibles grâce à la chronométrie des pulsars et les mesures effectuées sur des pulsars bien connus sont en contradiction avec cette valeur de l'indice de freinage. En effet on a par exemple $n = 2.51 \pm 0.01$ pour le pulsar du Crabe [Lyne 1993] et même $n = 1.4 \pm 0.2$ pour le pulsar de Vela [Lyne 1996]. Cet écart avec l'indice prédit peut s'expliquer par le fait qu'une partie importante de l'énergie est en réalité dissipée au travers d'un vent de particules chargées ainsi que du champ magnétique émis par les pulsars. D'autres explications à cet écart sont également possibles, comme

des pertes par ondes gravitationnelles ou suite à des effets de glitches. Le modèle dipolaire des pulsars peut aussi être trop simpliste et mal représenter la réalité, la structure interne des étoiles à neutrons étant méconnue.

Malgré la simplicité de ce modèle, on peut voir une estimation de l'âge d'un pulsar en intégrant l'équation 4.7. On obtient ainsi :

$$T = \frac{P}{(n-1)\dot{P}} \left[1 - \left(\frac{P_0}{P} \right)^{n-1} \right] \quad (4.9)$$

De plus, si l'on considère que le pulsar a été très ralenti depuis sa formation et que la période initiale P_0 est donc très petite devant la période actuelle, et en prenant la valeur théorique de 3 pour l'indice de freinage, on obtient l'âge caractéristique du pulsar :

$$\tau \simeq \frac{P}{2\dot{P}} \quad (4.10)$$

Cette estimation de l'âge des pulsars semble raisonnable en comparaison avec l'âge réel lorsqu'il est connu. Le pulsar du Crabe a par exemple un âge caractéristique de 1240 ans et son âge réel est de 958 ans, ce qui correspond malgré tout à un écart de 25% environ.

4.1.2.2 Différents types de pulsars

Les pulsars peuvent émettre à différentes longueurs d'onde, couvrant quasiment tout le spectre électromagnétique. La plupart des pulsars ont été détectés en radio et sont répertoriés dans des catalogues comme celui de l'ATNF (Australia Telescope National Facility Pulsar Catalog) [Manchester 2005]. Ce dernier compte près de 2000 pulsars répertoriés.

La figure 4.7 montre le ralentissement en fonction de la période des pulsars du catalogue ATNF. La majorité des pulsars détectés se situent au centre du graphique, avec une période autour de la seconde et un ralentissement compris entre 10^{-13} et 10^{-17} , ce sont les pulsars dits "normaux". La plupart sont relativement jeunes : typiquement entre 10^5 et 10^8 ans. On remarque que la zone inférieure droite (grande période et petit ralentissement) est totalement dépeuplée. On pense que ces pulsars, qui ont vu leur période croître et leur ralentissement diminuer au cours de leur vie finissent par ne plus émettre de rayonnement détectable à grande distance. Les pulsars dans le coin supérieur droit sont ceux qui ont un champ magnétique très intense pouvant atteindre 10^{13-15} G, ce sont les magnétars et les pulsars dits "anormaux" observés en rayons X (AXP pour Anomalous X-ray Pulsars), tandis que ceux dans le coin inférieur gauche sont les pulsar millisecondes, dont la période est par définition de l'ordre de la milliseconde. L'origine de ces derniers n'est pas clairement définie mais la théorie la plus en vogue suppose que ces pulsars sont de vieux pulsars "normaux" qui auraient regagné de l'énergie par accréation et auraient ainsi été ré-accélérés. C'est pourquoi on les appelle aussi des pulsars "recyclés".

Depuis le lancement du satellite Fermi, plus d'une centaine de pulsars ont également été détectés à haute énergie à ce jour : 86 d'entre eux présentent une émission pulsée et 26 n'ont

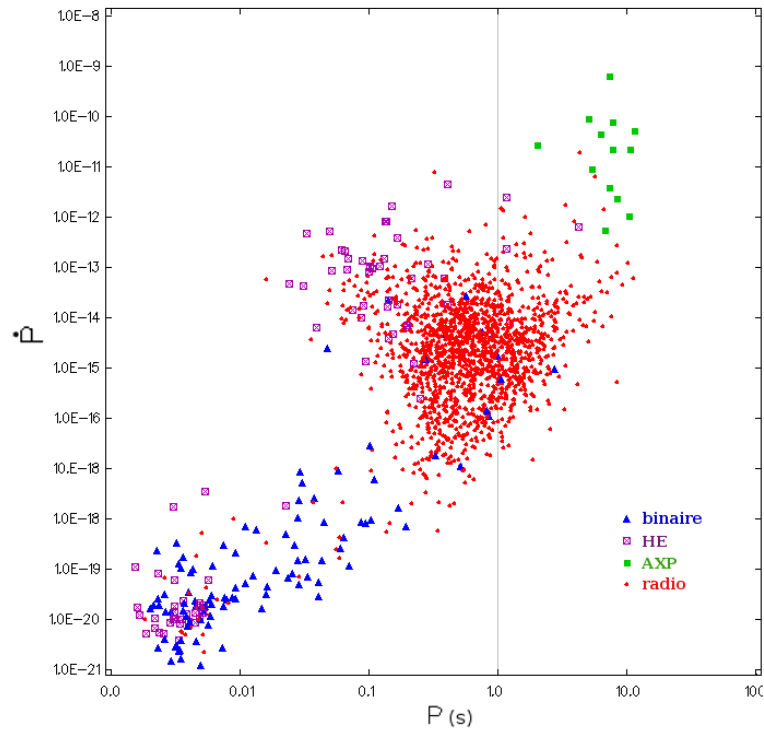


FIGURE 4.7 – *Distribution du ralentissement en fonction de la période des pulsars du catalogue ATNF [Manchester 2005]. Les triangles bleus sont les pulsars dans un système binaire, les carrés violets sont ceux détectés à haute énergie et les carrés verts sont les pulsars “anormaux” ou les magnétars. Les points rouges sont les pulsars radio n’appartenant pas aux précédentes catégories.*

pas de pulsation encore détectée dans le second catalogue de Fermi (2FGL) [Nolan 2012]. Parmi ces pulsars, certains ont d’abord été découverts en rayons gamma grâce à la méthode de “Blind Search” consistant à rechercher des pulsations à l’aveugle dans les données [Abdo 2009b, Pletsch 2012], puis observés en radio par la suite [Ray 2012]. Cette capacité à découvrir des pulsars en rayons gamma est une première et la méthode de recherche à l’aveugle semble très prometteuse pour ouvrir la voie à de nouvelles découvertes [Saz Parkinson 2011].

4.1.2.3 Vitesses de déplacement

Deux méthodes existent pour déterminer la vitesse de déplacement des pulsars : en utilisant l’évolution des pulses au cours du temps (comme décrit dans [Manchester 1974]) ou grâce à des observations interférométriques, technique détaillée dans [Lyne 1982] par exemple. La première méthode est robuste dans le cas des pulsars millisecondes qui sont très stables en temps mais présente des risques d’erreur pour les pulsars normaux qui comportent des fluctuations intrinsèques dans leur période. Les vitesses transverses (i.e. dans le plan du ciel) mesurées peuvent être très élevées et sont généralement comprises entre 70 et 700 km/s, comme le montre la distribution de la figure 4.8 [Hobbs 2005]. Quelques-uns présentent même des vitesses supérieures à 1000 km/s, et le pulsar le plus rapide a été mesuré récemment entre 2400 et 2900 km/s [Tomsick 2012]. Ces vitesses sont telles qu’elles pourraient permettre à certains pulsars de s’échapper de la galaxie comme on peut le voir sur la figure 4.9.

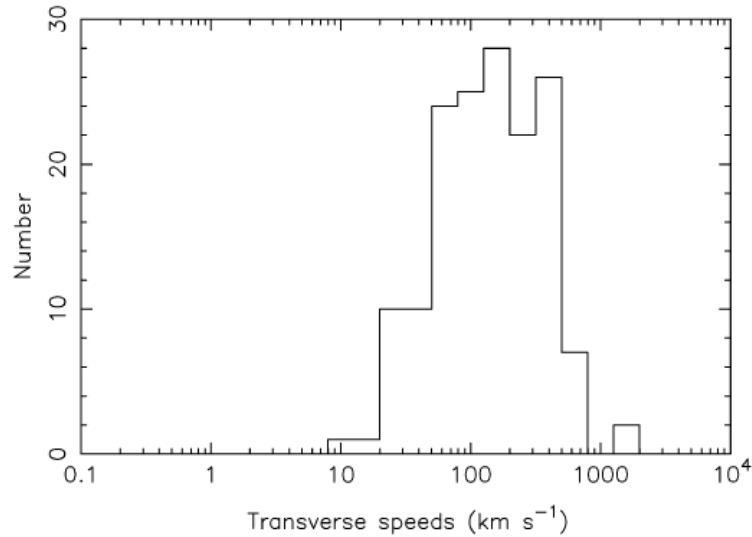


FIGURE 4.8 – *Distribution des vitesses transverses mesurées sur un échantillon de 233 pulsars [Hobbs 2005].*

Ces vitesses considérables sont probablement causées par une explosion dissymétrique de la supernova qui a donné naissance au pulsar. La conservation de l’impulsion engendrerait ainsi une vitesse importante pour l’objet compact créé [Shklovskii 1970]. Différentes explications à cette asymétrie sont proposées.

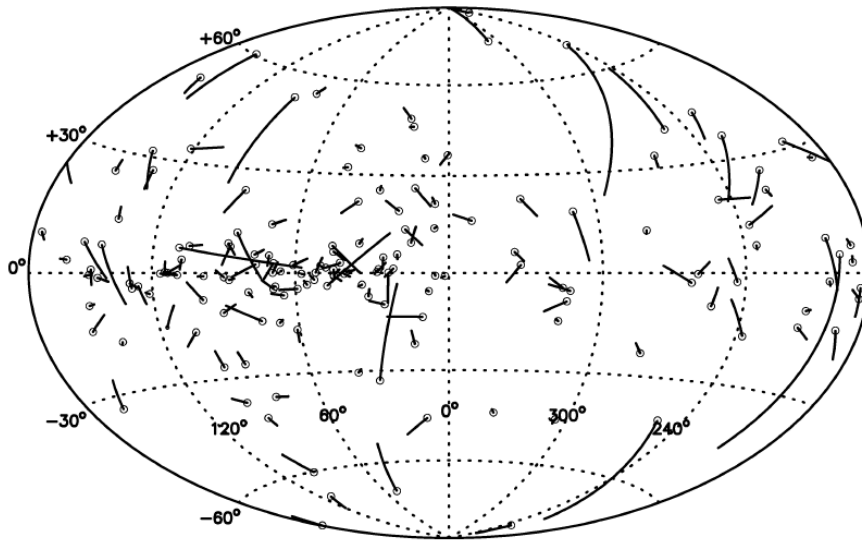


FIGURE 4.9 – Répartition des vitesses de pulsars mesurées dans le plan du ciel en coordonnées galactiques [Hobbs 2005].

L'asymétrie de l'explosion pourrait être due à la présence du compagnon dans le cas des systèmes binaires [Dewey 1987] et expliquerait les directions aléatoires observées pour les vitesses mesurées des pulsars dans la Galaxie. Mais ces modèles ne permettent pas d'expliquer les vitesses supérieures à 1000 km/s et reproduisent mal les distributions de vitesses observées. Une autre possibilité réside dans l'asymétrie entre les moments dipolaire et quadripolaire du pulsar qui provoquerait une accélération le long de son axe magnétique [Harrison 1975]. Enfin, les oscillations de neutrinos dans l'étoile à neutron en formation pourraient également expliquer de telles vitesses. En effet les neutrinos emportent la majorité de l'énergie libérée lors de l'effondrement gravitationnel et une asymétrie d'1% seulement dans la distribution de neutrinos pourrait expliquer des vitesses de l'ordre de 500 km/s pour le pulsar créé [Kusenko 1999].

4.1.3 Nébuleuses de pulsars

4.1.3.1 Caractéristiques

Les nébuleuses de pulsars (ou PWN pour Pulsar Wind Nebulae) forment la classe de sources galactiques observées au TeV la plus importante, avec environ 30 sources clairement identifiées soit 40% des sources galactiques.

Ce sont des objets complexes car ils dépendent des caractéristiques du pulsar responsable de l'injection de particules énergétiques et de l'environnement dans lequel les nébuleuses vont se développer au sein de restes de supernovae. Pour une revue détaillée de ces objets, le lecteur pourra se référer à [Gaensler 2006].

Les nébuleuses de pulsars se forment lorsque le vent provenant des pulsars se propage dans le milieu environnant, parfois à l'intérieur des vestiges de supernovae dont l'explosion a créé le pulsar. L'étude de ces objets fournit des informations sur la composition du vent, l'histoire de

l'injection des particules au niveau du pulsar ainsi que les caractéristiques du milieu dans lequel la nébuleuse se développe. Les caractéristiques spectrales observées dans toute la gamme de longueurs d'onde, de la radio au TeV, vont permettre de contraindre l'évolution de la nébuleuse, la densité et la composition des éjectas, la géométrie des pulsars et le devenir des particules accélérées dans ces systèmes.

L'accélération des particules au sein des PWNs peut avoir lieu à différents niveaux :

- dans la magnétosphère du pulsar (voir annexe A),
- dans le vent strié du pulsar par reconnexion magnétique (voir section 2.1),
- au niveau du choc terminal (accélération dans une onde de choc relativiste ou par reconnexion forcée), voir chapitre 2 pour plus de détails.

Nous verrons tout d'abord les mécanismes d'émission associés aux nébuleuses de pulsar puis les modèles d'évolution considérés dans ces objets. Enfin nous examinerons le cas de la nébuleuse du Crabe, source célèbre puisqu'elle fut utilisée jusqu'à présent comme chandelle standard en astronomie gamma.

Mécanismes d'émission

Les mécanismes à l'origine de l'émission provenant de ces objets sont d'une part les pertes par rayonnement synchrotron des électrons dues au champ magnétique présent dans la nébuleuse, qui dépend notamment de la nature du vent injecté et de la taille de la nébuleuse. Cette émission s'étend de la radio aux rayons X. D'autre part, la diffusion des électrons accélérés sur les photons du fond ambiant produit une émission Compton inverse observable à haute énergie (GeV-TeV).

Les modèles d'accélération de particules au niveau du choc terminal prédisent également la présence importante de protons relativistes dans le vent des pulsars [Hoshino 1992, Gallant 1994]. Ces protons sont difficiles à détecter en l'absence de matière dense pouvant servir de cible au sein des PWN. Cependant ils peuvent malgré tout interagir avec des photons diffus ou avec le gaz thermique des éjectas du SNR, créant des pions neutres et chargés. Ces derniers vont ensuite produire des électrons secondaires en se désintégrant. Ces électrons secondaires peuvent être observés au travers de leur rayonnement synchrotron et Compton inverse notamment dans les objets plus vieux, témoignant de la présence des protons accélérés au sein des PWNs [Amato 2003].

La prise en compte des observations multi-longueurs d'onde est cruciale afin de bien comprendre les mécanismes à l'oeuvre dans ces objets. L'expansion de la nébuleuse et des particules responsables de ces émissions sont également à considérer, surtout dans le cas des nébuleuses âgées dont l'émission en rayons X est très atténuée contrairement à l'émission à haute énergie, comme nous allons le voir par la suite. De plus, le spectre des particules de plus basse énergie et qui perdent leur énergie moins rapidement contient l'histoire des nébuleuses ainsi que des signatures des caractéristiques initiales de l'injection. Leur étude a donc une importance particulière.

Les nébuleuses de pulsar ont souvent une structure complexe qui peut avoir plusieurs origines possibles dont l'évolution à long terme de la nébuleuse. Par exemple, lorsque le choc retour

du SNR va comprimer le PWN, le champ magnétique va augmenter et induire une période de perte d'énergie rapide par rayonnement synchrotron pour les particules les plus énergétiques, et ainsi augmenter la population d'électrons de plus basse énergie présents dans la nébuleuse.

Dans la suite, nous allons voir plus en détail l'évolution dynamique et spectrale de ces objets au cours du temps.

4.1.3.2 Les modèles d'évolution des PWNs

Dynamique des PWNs

L'évolution de la nébuleuse confinée dans le SNR est déterminée par le taux d'injection du pulsar et par la densité et la structure de la matière éjectée dans laquelle elle se développe. La position du pulsar par rapport au centre du SNR dépend de sa vitesse propre, qui a pu subir une accélération dans une direction donnée au moment de l'explosion de la supernova, ainsi que de la densité du milieu ambiant.

Au début de la vie du PWN, l'onde de choc du SNR se propage librement à une vitesse d'environ $(5-10) \times 10^3$ km/s, ce qui est beaucoup plus rapide que les vitesses typiques de pulsar de l'ordre de 400 à 500 km/s. Par conséquent, dans les nébuleuses jeunes, le pulsar est généralement localisé au centre du SNR. Mais l'onde de choc va être ralentie par la suite, à partir de la phase de Sedov (comme on l'a vu en section 4.1.1.1), et le pulsar va éventuellement pouvoir s'échapper du SNR si sa vitesse est suffisante.

Le vent énergétique du pulsar est injecté à l'intérieur du SNR en formant une bulle à haute pression qui se propage à une vitesse supersonique dans les éjectas environnants, formant donc un choc. On suppose que la luminosité fournie par le pulsar est donnée par [Gaensler 2006] :

$$\dot{E} = \dot{E}_0 \left(1 + \frac{t}{\tau_0}\right)^{-\frac{n+1}{n-1}} \quad (4.11)$$

où

$$\tau_0 \equiv \frac{P_0}{(n-1)\dot{P}_0} \quad (4.12)$$

\dot{E} est la perte d'énergie liée au freinage, τ_0 le temps caractéristique correspondant, P_0 et \dot{P}_0 sont la période initiale et sa dérivée, et n est l'indice de freinage. Le pulsar fournit une énergie à peu près constante jusqu'au temps τ_0 où l'énergie fournie commence à diminuer assez rapidement. Dans l'hypothèse d'une symétrie sphérique, le rayon du PWN va évoluer comme [Chevalier 1978] :

$$R_{PWN} \simeq 1.5 \dot{E}_0^{1/5} E_{SN}^{3/10} M_{ej}^{-1/2} t^{6/5} \quad (4.13)$$

où E_{SN} est l'énergie libérée par la supernova et M_{ej} la masse de matière éjectée. Par conséquent, dans un premier temps la taille du PWN augmente avec le temps. Au-delà de la nébuleuse, l'onde de choc du SNR se propage librement dans le milieu interstellaire en formant une coquille de gaz chaud comprimé. La figure 4.10 montre l'évolution des rayons du SNR et du PWN en fonction du temps, les lignes pointillées bleue et rouge représentant l'évolution du rayon du SNR et du PWN respectivement, dans la première phase de la nébuleuse en expansion libre. On voit que dans ces conditions, compte-tenu de l'évolution des rayons respectifs, la taille du

PWN devrait dépasser celle du SNR au bout d'un certain temps. Cependant, la nébuleuse va connaître une période de compression qui va modifier ce scénario.

Lorsque l'onde de choc du SNR a balayé une masse de matière interstellaire de l'ordre de la masse des éjectas, un choc retour est créé et se propage vers la nébuleuse (c'est le début de la phase de Sedov). L'expansion du PWN va alors ralentir, freinée par l'onde de choc retour. L'interface entre le PWN et le choc retour est soumis à des instabilités de Rayleigh-Taylor, ce qui provoque une structure filamentaire où les éjectas denses sont mélangés au fluide relativiste au niveau du choc terminal [Blondin 2001].

La pression du choc retour ainsi créé va comprimer la nébuleuse, et sa taille va fortement diminuer, comme on peut le voir sur la figure 4.10, où les lignes continues représentent l'évolution des rayons respectifs correspondant au ralentissement de l'expansion du SNR et l'effet du choc retour sur le PWN. Le rayon du PWN va donc décroître jusqu'au moment où la pression dans la nébuleuse sera suffisante pour rebondir. Cette compression du PWN a pour effet d'accroître le champ magnétique présent dans la nébuleuse, ce qui va engendrer une perte rapide d'énergie par rayonnement synchrotron pour les particules les plus énergétiques. Le pulsar continue à injecter des particules énergétiques et à alimenter la nébuleuse mais seules les particules les moins énergétiques seront témoins de la nébuleuse avant sa compression par le choc retour.

Lorsque le pulsar s'est beaucoup déplacé par rapport au centre du SNR, ou si le SNR se propage dans un milieu non uniforme, le choc retour va interagir asymétriquement avec le PWN. Cette interaction complexe va déformer fortement la nébuleuse qui peut s'en trouver très décalée par rapport à la position du pulsar.

Lorsque le PWN est beaucoup plus âgé, il peut atteindre des tailles très grandes, le champ magnétique qui y règne est donc très réduit et l'émission synchrotron des particules accélérées devient quasi-nulle. La nébuleuse n'est donc plus visible en rayons X et est observable uniquement à haute énergie correspondant à l'émission Compton inverse. On appelle ces objets des nébuleuses "reliques". Quelques exemples de PWNs observés au TeV par H.E.S.S. mais sans contrepartie en rayons X sont donnés dans [Lemiere 2008]. Nous allons voir plus précisément l'évolution des caractéristiques spectrales des PWNs dans la section suivante.

Évolution spectrale

Le spectre de particules injectées par les pulsars est souvent décrit par une loi de puissance telle que [Slane 2010b] :

$$Q(E_e, t) = Q_0(t) \left(\frac{E_e}{E_0} \right)^{-a} \quad (4.14)$$

Cependant, des études au niveau du choc terminal ont montré que le spectre à l'injection peut présenter des coupures et différer notablement de la simple loi de puissance [Slane 2008]. Des simulations de chocs relativistes viennent confirmer ce résultat, montrant que l'injection produit une distribution Maxwellienne de particules accélérées avec une queue non thermique en loi de puissance [Spitkovsky 2008].

Les électrons accélérés par les pulsars ont des énergies comprises entre 1 GeV et 1 PeV environ [Kargaltsev 2010]. Par conséquent, le spectre d'émission de ces particules comprend

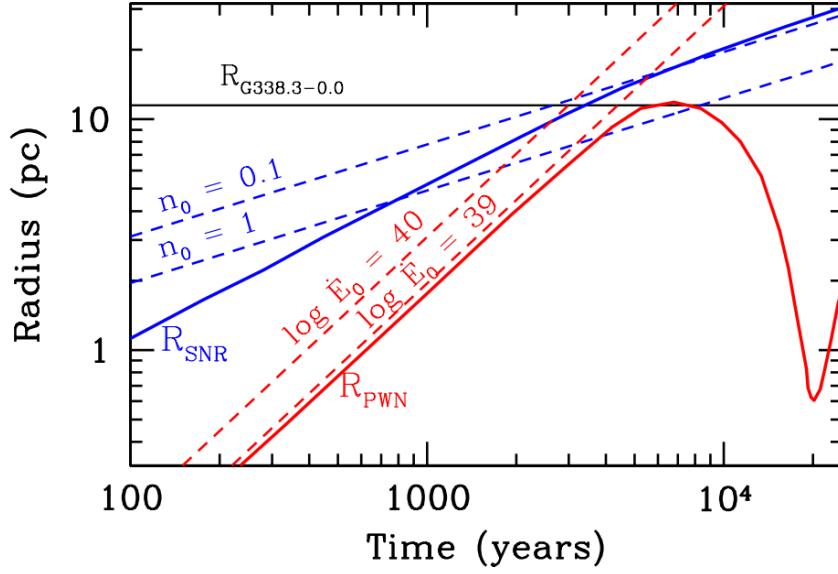


FIGURE 4.10 – Évolution des rayons du SNR (en bleu) et du PWN (en rouge) en fonction du temps. Les lignes pointillés correspondent à l'évolution en expansion libre dans la première phase de la nébuleuse, pour deux valeurs de densité interstellaire n_0 et d'énergie fournie par le pulsar E_0 . Les lignes continues correspondent à l'évolution prédite par le modèle de [Gelfand 2009] avec les valeurs $\dot{E}_0 = 10^{40}$ erg/s, $M_{ej} = 10^8 M_\odot$, $n_0 = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ et $E_{SN} = 10^{51}$ erg. Lorsque le SNR atteint la phase de Sedov, le choc retour se forme et se propage vers la nébuleuse, comprimant cette dernière. Au bout d'un certain temps, la pression dans la nébuleuse est suffisante pour lui permettre de "rebondir" et de se développer à nouveau au sein du SNR. Figure issue de [Slane 2010a].

un pic de rayonnement synchrotron des ondes radio aux rayons X dû au champ magnétique présent dans la nébuleuse qui dévie les électrons chargés. Ces électrons vont aussi être diffusés sur les photons ambiants (CMB, synchrotron, IR, X thermiques,...) et produire une émission Compton inverse à plus haute énergie (GeV/TeV). Ces caractéristiques sont visibles sur la figure 4.11. Comme on l'a vu dans la section précédente, le champ magnétique diminue lorsque le rayon du PWN augmente, ce qui a pour effet de diminuer le rayonnement synchrotron au cours du temps. De plus, les électrons responsables du synchrotron observé en rayons X sont les plus énergétiques et perdent donc leur énergie plus rapidement, accentuant cet effet. Pendant ce temps, le PWN continue à accélérer efficacement les particules, et celles-ci sont confinées dans la nébuleuse à cause du choc terminal. Par conséquent, le nombre d'électrons accélérés augmente ainsi que l'émission Compton inverse par la même occasion (voir figure 4.11).

Cependant, comme on l'a vu précédemment, lorsque le choc retour va comprimer la nébuleuse, le champ magnétique va considérablement s'accroître et engendrer une augmentation soudaine de perte d'énergie par émission synchrotron pour les particules les plus énergétiques. Ensuite, quand la nébuleuse va se développer à nouveau, le champ magnétique décroît et l'émission IC devient progressivement prépondérante. Ainsi, pour les nébuleuses âgées, cette émission

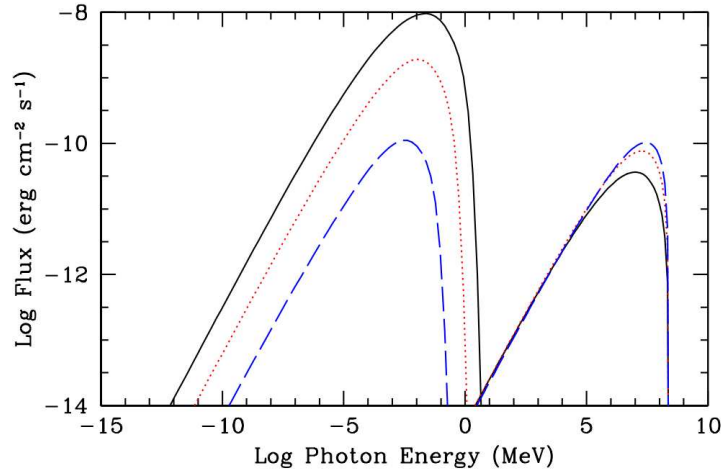


FIGURE 4.11 – Spectre d’émission caractéristique des PWN (à gauche le pic synchrotron et l’émission Compton inverse à droite) pour différents âges du PWN : 1000 ans (ligne continue), 2000 ans (pointillés rouges) et 5000 ans (tirets bleus). L’effet du choc retour du SNR sur le PWN a lieu après et n’est pas pris en compte ici. Figure issue de [Slane 2010b].

devient la signature la plus facile à détecter puisque le rayonnement synchrotron a quasiment disparu à cause du champ magnétique très faible.

L’étude de la taille des nébuleuses observées au TeV et en rayons X nous apporte des informations sur la propagation des particules à l’origine de l’émission observée et leur histoire. La taille des nébuleuses au TeV augmente avec l’âge du pulsar alors que celle des nébuleuses X décroît. Ainsi, pour les pulsars d’environ 10 kyr, la taille des PWN au TeV est de 100 à 1000 fois plus importante que les PWN X, alors que la différence est d’un facteur 1-10 pour les pulsars plus jeunes [Kargaltsev 2010]. Cette observation suggère que les électrons refroidis et plus âgés qui émettent en radio par rayonnement synchrotron et au TeV par IC se sont propagés loin du pulsar par diffusion ou advection comparés aux électrons fraîchement injectés responsables de l’émission en X.

4.1.3.3 La nébuleuse du Crabe

La nébuleuse du Crabe (voir figure 4.12) est la source gamma la plus célèbre pour différentes raisons. Elle a en effet été la première source au TeV observée par le télescope Whipple [Weekes 1989] grâce à la technique d’imagerie Tcherenkov (voir chapitre 5). Cette détection a ensuite été confirmée par le réseau THEMISTOCLE [Baillon 1993] mesurant le front d’onde Tcherenkov. Elle a également servi de “chandelle standard” pour les satellites en rayons X et gamma ainsi que pour les observatoires Tcherenkov étant donné sa luminosité très importante et sa stabilité.

Cette nébuleuse est le vestige d’une supernova historique observée en 1054 par les astronomes chinois. Elle se situe à une distance d’environ 2 ± 0.2 kpc et son émission en dessous

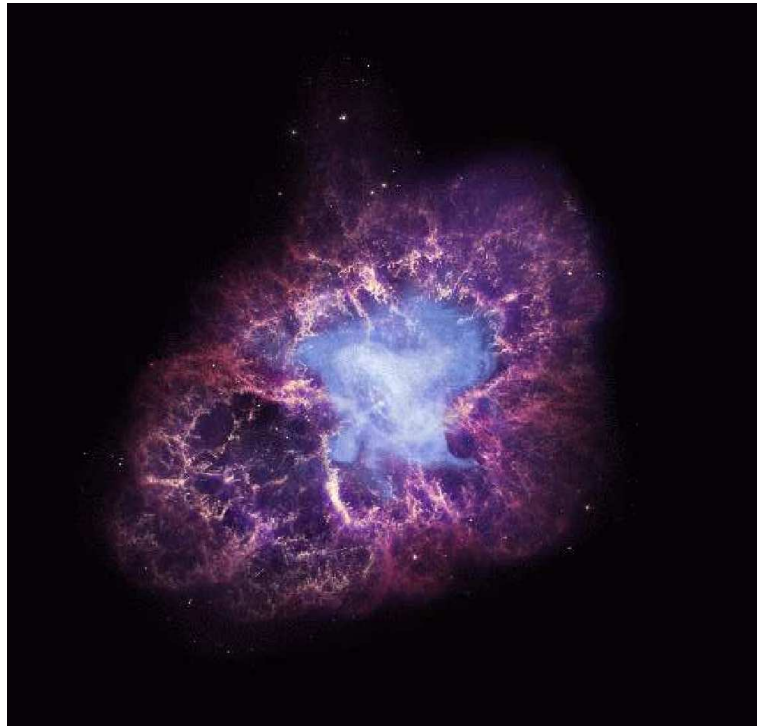


FIGURE 4.12 – Image composite de la nébuleuse du Crabe (figure tirée de [Slane 2010b]). L'émission en rayons X vue par Chandra est en bleu et montre une structure en tore avec des jets. L'image optique (HST) en rouge et jaune montre une structure filamentaire de la nébuleuse et l'émission infrarouge vue par Spitzer est en violet, elle domine les régions extérieures de la nébuleuse et coïncide avec l'émission optique.

de 100 MeV est dominée par une nébuleuse synchrotron très brillante alimentée par le pulsar le plus énergétique de la Galaxie, PSR B0531+21. Ce dernier a une période de 33 ms et $\dot{E} \simeq 5 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ [Aharonian 2006c]. De part sa nature de chandelle standard et sa luminosité importante dans toutes les longueurs d'onde, le Crabe a été observé par de nombreux télescopes et satellites, ce qui en fait la source gamma la mieux étudiée. Cependant il n'est pas forcément représentatif de toutes les PWNs et réserve encore de nombreuses surprises aux astronomes.

La distribution spectrale en énergie de la nébuleuse non thermique (figure 4.13) révèle les deux composantes principales des PWNs : un pic synchrotron dominant aux basses fréquences et un deuxième pic à plus haute énergie dû à la diffusion Compton inverse des électrons sur les photons du CMB, du fond diffus IR et des photons synchrotron produits par ces mêmes électrons (rayonnement SSC). La population d'électrons responsable de ces processus d'émission devrait atteindre des énergies d'au moins 10^{15} eV .

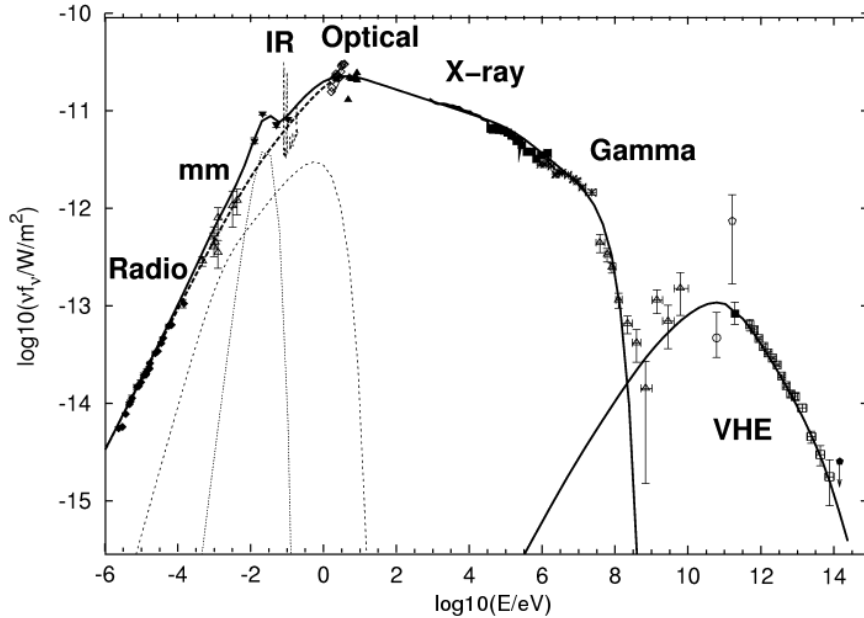


FIGURE 4.13 – *Distribution spectrale en énergie de la nébuleuse du Crabe (figure tirée de [Horns 2004]). La modélisation totale est représentée par la ligne continue en gras et comprend les contributions dues au synchrotron (ligne en tirets épais), une composante thermique (pointillés), synchrotron non thermique additionnel (tirets) et Compton inverse pour les hautes énergies.*

La distribution spectrale en énergie mesurée permet de mettre des contraintes sur l'intensité du champ magnétique de la nébuleuse qui devrait être comprise entre $100 \mu\text{G}$ et $200 \mu\text{G}$ d'après [Abdo 2010b]. Ces récents résultats sont en accord avec la valeur de $140 \mu\text{G}$ obtenue par [Horns 2004].

La nébuleuse du Crabe présente une morphologie particulière en fonction de la longueur d'onde observée due aux différents mécanismes d'émission (voir figure 4.12). L'image en

optique et infrarouge révèle des filaments dans les parties internes du SNR. En rayons X par contre, l'émission synchrotron provenant du vent du pulsar présente un tore et une structure en jets de part et d'autre de ce dernier. Des simulations MHD ont permis de reproduire cette structure lorsque l'on introduit une anisotropie qui rend le choc terminal non sphérique [Komissarov 2003]. Les “mèches” observées ont aussi pu être reproduites à l'aide de simulations MHD axisymétriques relativistes [Camus 2009].

Émission pulsée du Crabe

Les pulsations du Crabe ont été observées de la radio aux rayons gamma (voir figure 4.15). L'émission pulsée au-dessus de 100 MeV mesurée par le satellite Fermi semblait montrer une coupure exponentielle autour de 6 GeV [Abdo 2010b]. Cependant, la détection récente d'émission pulsée au-delà de 100 GeV par les réseaux de télescopes Tcherenkov VERITAS et MAGIC [Aliu 2011, Aleksić 2011b] a bouleversé la compréhension des mécanismes à l'origine de cette émission. Le spectre à haute énergie combinant les données Fermi et VERITAS/MAGIC est bien représenté par une loi de puissance brisée [Aliu 2011] (voir figure 4.14).

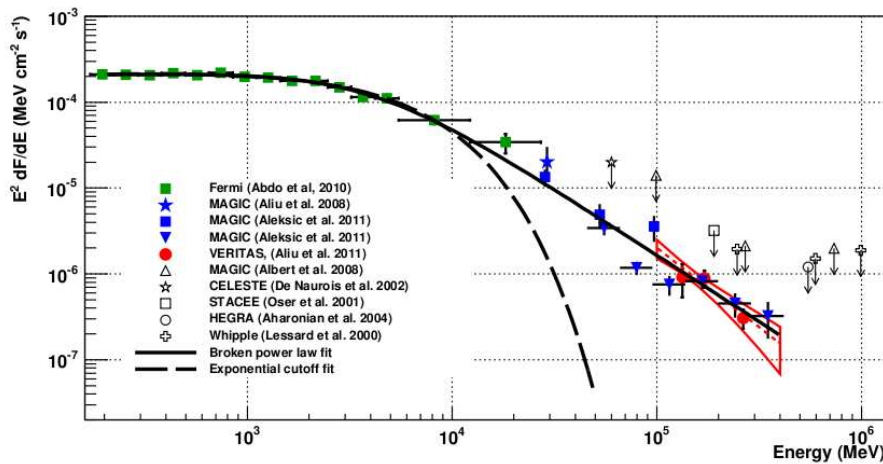


FIGURE 4.14 – Spectre à haute énergie de l'émission pulsée du pulsar du Crabe. La ligne tiretée représente le fit des données Fermi avec une loi de puissance et une coupure exponentielle à 6 GeV. La ligne en trait plein correspond à la loi de puissance brisée obtenue entre les données de Fermi et celles des réseaux VERITAS et MAGIC. Figure issue de [Holder 2012]

Par conséquent, soit les modèles d'émission à haute énergie des pulsars sont à revoir, soit il faut ajouter une composante additionnelle non reliée à l'émission observée au MeV et au GeV.

Une chandelle pas si standard...

En 2011, l'annonce de la variabilité du Crabe au dessus de 100 MeV par AGILE [Striani 2011] et ensuite confirmée par Fermi [Abdo 2011] a bouleversé la communauté des hautes énergies : la chandelle standard ne l'était plus ! Pendant ces “flares” (émissions accrues) très courts (16, 4 et 9 jours), le flux de rayons gamma a été multiplié par un facteur 4, 6 et 14 respectivement. Comme les temps de refroidissement associés aux processus bremsstrahlung et

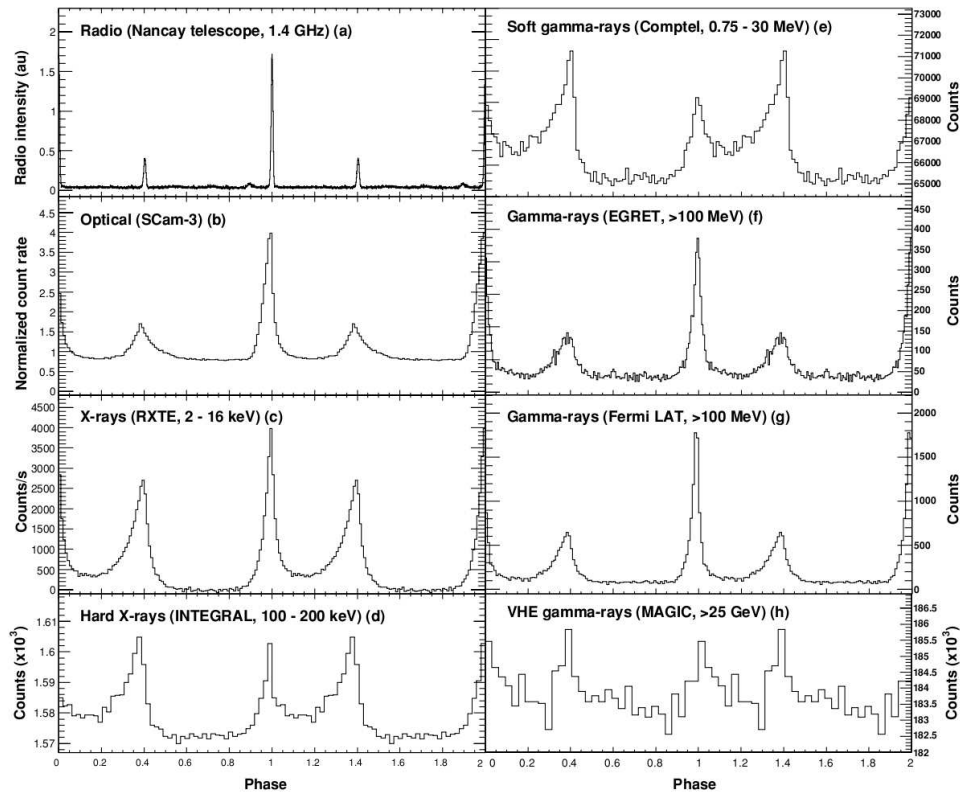


FIGURE 4.15 – *Courbes de lumière de l'émission du pulsar du Crabe à différentes longueurs d'onde (figure tirée de [Abdo 2010b]).*

Compton inverse sont beaucoup plus longs que la durée des flares, l'émission gamma observée ne doit pas être due à ces processus. La durée très courte des flares implique donc que les rayons gamma émis proviennent d'électrons d'environ 10^{15} eV dans une région de taille inférieure à 0.014 pc [Abdo 2011] et probablement par rayonnement synchrotron.

De plus, la variabilité concerne seulement les énergies en-dessous du GeV et ne devrait pas affecter les plus hautes énergies (voir figure 4.16). En effet l'émission au TeV est due au processus de diffusion Compton inverse sur les photons diffus de basse énergie. Malheureusement, aucun réseau de télescopes atmosphériques n'a pu observer la nébuleuse du Crabe durant ces flares car ils ont eu lieu pendant la pleine Lune. Cependant, une indication de l'augmentation du flux à 3 déviations standards a été annoncée par le détecteur ARGO-YBJ [Di Sciascio 2011].

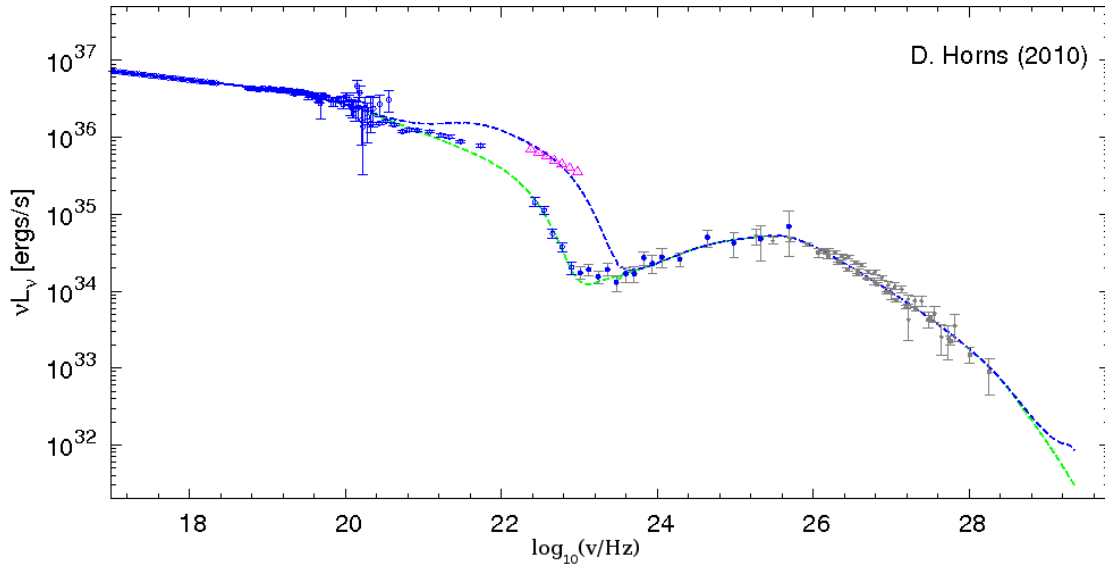


FIGURE 4.16 – *Distribution spectrale à haute énergie de la nébuleuse du Crabe. Les triangles roses sont les points obtenus par Fermi pendant le troisième flare. La ligne tiretée bleue représente la modélisation obtenue en ajoutant des électrons à 10^{15} eV émettant un rayonnement synchrotron et l'effet attendu à très haute énergie pour l'émission Compton inverse sur les photons produits via le processus SSC. Crédit : D. Horns.*

En parallèle de ces flares observés en dessous du GeV, une variation de l'intensité du flux mesuré en rayons X durs et gamma mous a été observée sur des échelles de temps plus longues. Une diminution du flux d'environ 7% sur 3 ans a été observée autour du keV par les satellites Swift, RXTE, INTEGRAL, ainsi que dans l'instrument GBM du satellite Fermi [Wilson-Hodge 2011]. Cette diminution du flux semble provenir de la nébuleuse du Crabe et découlerait d'une variation de l'efficacité de l'accélération ou du champ magnétique au sein de la nébuleuse ou bien d'une diminution du \dot{E} du pulsar.

4.1.4 Systèmes binaires

Un système binaire est, par définition, composé de deux étoiles orbitant l'une autour de l'autre. C'est une configuration assez courante car environ 30% des étoiles de notre Galaxie appartiennent à ce type de système [Lada 2006]. Cette proportion dépend néanmoins fortement du type spectral de l'étoile compagnon, elle monte à 70% pour les binaires avec une étoile de type G par exemple [Duquennoy 1991]. Les binaires qui nous intéressent particulièrement en astronomie gamma sont les systèmes constitués par un objet compact (étoile à neutron ou trou noir) et par une étoile massive géante, appelée le compagnon. L'objet compact va accréter la matière du compagnon et ce type de système est susceptible d'émettre en rayons X ou gamma.

Dans le cas particulier où l'objet compact est un trou noir, on appelle ce système "micro-quasar" à cause de la similitude de ces objets avec les quasars (détaillés dans la section 4.2.1.1), mais à plus petite échelle. En effet les microquasars comportent des jets de part et d'autre de leur disque d'accrétion, tout comme les quasars. Dans ce cas, le réservoir d'énergie est gravitationnel et les particules sont potentiellement accélérées dans les jets. Lorsque l'objet compact est une étoile à neutrons, le vent du pulsar va interagir avec celui de l'étoile massive, créant des ondes de choc dans lesquelles les particules peuvent être accélérées.

Dans les deux cas, les modèles prédisent donc une émission gamma due à la diffusion Compton inverse des particules accélérées sur les photons ambiants (notamment ceux produits par l'étoile compagnon). Une caractéristique importante de ce type d'objet est la variabilité qu'ils présentent à cause de la position relative variable des deux astres comparée à l'observateur. En effet l'efficacité de l'accélération des particules chargées, la section efficace d'interaction avec les photons ambiants ainsi que les phénomènes d'absorption locale dépendent de cette position relative. Cette variabilité nous apporte des informations sur la nature des particules accélérées, leur site d'accélération et les processus d'émission en jeu.

Jusqu'à présent seulement quatre systèmes de ce type ont été clairement identifiés en rayons gamma. Le premier à avoir été découvert au TeV est PSR B1259-63 [Aharonian 2005b]. Puis ont suivi les découvertes de LS 5039 [Aharonian 2006a] par la collaboration H.E.S.S. également, LSI+61°303 par MAGIC et VERITAS [Albert 2009, Acciari 2009b] et plus récemment HESS J0632+057, source au début non identifiée [Aharonian 2007c] et dont la variabilité a été mise en évidence par la suite [Acciari 2009a]. Dans la suite, nous allons nous intéresser plus particulièrement au système binaire LS 5039 pour illustrer certaines propriétés de ce type de source.

LS 5039

Ce système est constitué d'un objet compact (étoile à neutrons ou trou noir) orbitant autour d'une étoile massive de type O6.5V d'environ $23 M_{\odot}$ avec une période de 3.9 jours [Casares 2005]. Cette courte période orbitale convient particulièrement à des observations à très haute énergie. L'émission au TeV est périodique et le maximum se situe lors de la conjonction inférieure, correspondant au moment où l'objet compact est situé devant l'étoile massive, les deux étant alignés le long de la ligne de visée (voir figures 4.17 et 4.18). L'indice spectral correspondant varie également, comme on peut le voir sur la figure 4.18. Le spectre est plus dur au moment du maximum d'émission et devient plus mou lors du minimum.

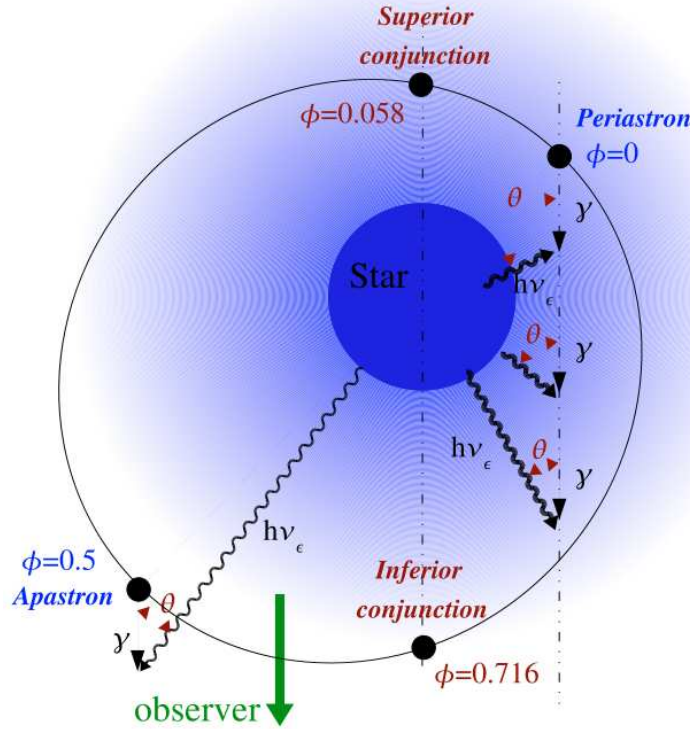


FIGURE 4.17 – Géométrie orbitale du système LS 5039 (figure tirée de [Aharonian 2006a]). Les configurations particulières (périastre, apastre, conjonctions inférieures et supérieures) sont représentées avec les phases orbitales ϕ associées. L'absorption des rayons gamma au TeV par interaction avec les photons de l'étoile compagne et création de paires est plus importante lorsque l'objet compact est proche de l'étoile et que l'angle θ est grand, donc au moment de la conjonction supérieure pour cette configuration [Dubus 2008].

Cette source a également été détectée au GeV par Fermi, mais le flux observé semble être anti-corrélé avec celui au TeV. En effet le maximum d'émission a lieu au moment de la conjonction supérieure, quand l'objet compact est derrière son compagne massif [Abdo 2009c].

Ce type de comportement a été reproduit par des modèles leptoniques impliquant des électrons accélérés par l'objet compact et émettant au TeV par diffusion Compton inverse sur les photons produits par l'étoile compagne [Dubus 2006, Dubus 2008]. En effet, le spectre Compton inverse dépend de l'angle θ entre le photon entrant et celui sortant dans le référentiel propre de l'électron. Comme cet angle change au cours de l'orbite par rapport à l'observateur, on s'attend à avoir un spectre plus dur au moment de la conjonction inférieure, mais un flux plus faible au TeV. L'intensité de l'émission observée dépend également de l'absorption des gammas par création de paires en interagissant avec les photons stellaires. Ainsi dans la conjonction supérieure les gamma au TeV vont être absorbés mais pas ceux au GeV, ce qui expliquerait l'anti-corrélation observée.

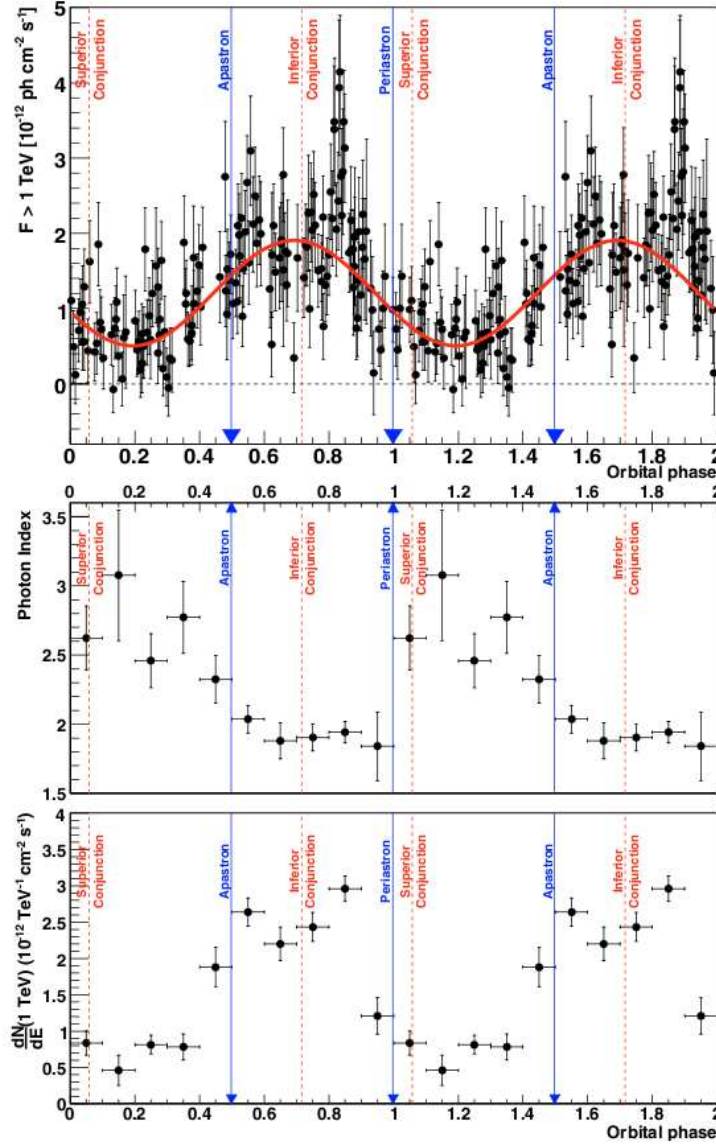


FIGURE 4.18 – Modulation du flux au-dessus de 1 TeV (en haut), de l'indice obtenu dans l'hypothèse d'une loi de puissance (milieu) et de la normalisation correspondante (en bas) de l'émission provenant du système binaire LS 5039 en fonction de la phase orbitale ϕ . Les données sont répétées sur deux cycles pour une meilleure visibilité. Figure issue de [Aharonian 2006a].

4.1.5 Le centre galactique

Comme on l'a vu au chapitre précédent, le centre galactique est une cible potentielle pour la recherche de signatures d'annihilation de particules de matière noire. Une source au TeV a été observée au niveau du centre galactique par différents réseaux de télescopes [Kosack 2004, Albert 2006], mais plusieurs contreparties à l'origine de cette source sont possibles. En effet cette région centrale est très complexe à cause de la forte superposition de sources. Le trou noir supermassif au centre de la Galaxie, Sgr A*, pourrait être effectivement à l'origine de l'émission gamma observée via l'annihilation de WIMPs, mais la nébuleuse de pulsar G359.95-0.04 et le reste de supernova Sgr A East pourraient aussi être des contreparties sérieuses ainsi que les nuages moléculaires géants présents dans cette région [Tsuboi 1999].

L'étude du centre galactique réalisée par H.E.S.S. montre que l'émission est dominée par une source brillante centrale, HESS J1745-290, et comporte également une émission diffuse plus faible s'étendant dans la direction du plan galactique [Aharonian 2006b]. L'émission diffuse coïncide avec un complexe de nuages moléculaires géants dans la partie centrale de la galaxie et qui sont des cibles potentielles pour la production de pions neutres par les rayons cosmiques hadroniques. La source centrale est ponctuelle et légèrement décalée du reste de supernova Sgr A East vu en radio, rendant cette contrepartie moins probable [Acero 2010].

L'étude détaillée de l'émission provenant du centre galactique a toutefois permis de mettre des contraintes sur la section efficace d'interaction des particules de matière noire [Abramowski 2011b].

4.1.6 Amas globulaires

Les amas globulaires sont des amas d'étoiles massives très denses situés dans le halo galactique. Ces amas sont des cibles privilégiées pour la recherche d'annihilation de particules de matière noire car ils sont susceptibles d'avoir été créés dans des mini-halos de matière noire avant la formation des galaxies [Peebles 1984]. Cependant, la forte concentration en étoiles massives implique un taux important de supernovae et de création de pulsars qui peuvent également être à l'origine d'une émission gamma. Terzan 5 est pour l'instant le seul amas globulaire qui pourrait constituer une contrepartie possible d'une source gamma [Domainko 2011]. Si l'émission au TeV provient bien de cet objet, elle est probablement reliée à la population importante de pulsars millisecondes de cet amas qui est susceptible de fournir une grande quantité de leptons accélérés émettant à haute énergie [Venter 2009].

4.1.7 L'émission diffuse

La carte du ciel vue par le satellite Fermi au-dessus de 300 MeV montre clairement une émission diffuse le long du plan galactique, qui est encore plus visible après soustraction des sources (voir figure 4.19). Cette émission diffuse résulte de l'interaction des rayons cosmiques chargés avec la matière atomique et moléculaire ainsi que des photons diffus présents dans la Galaxie.

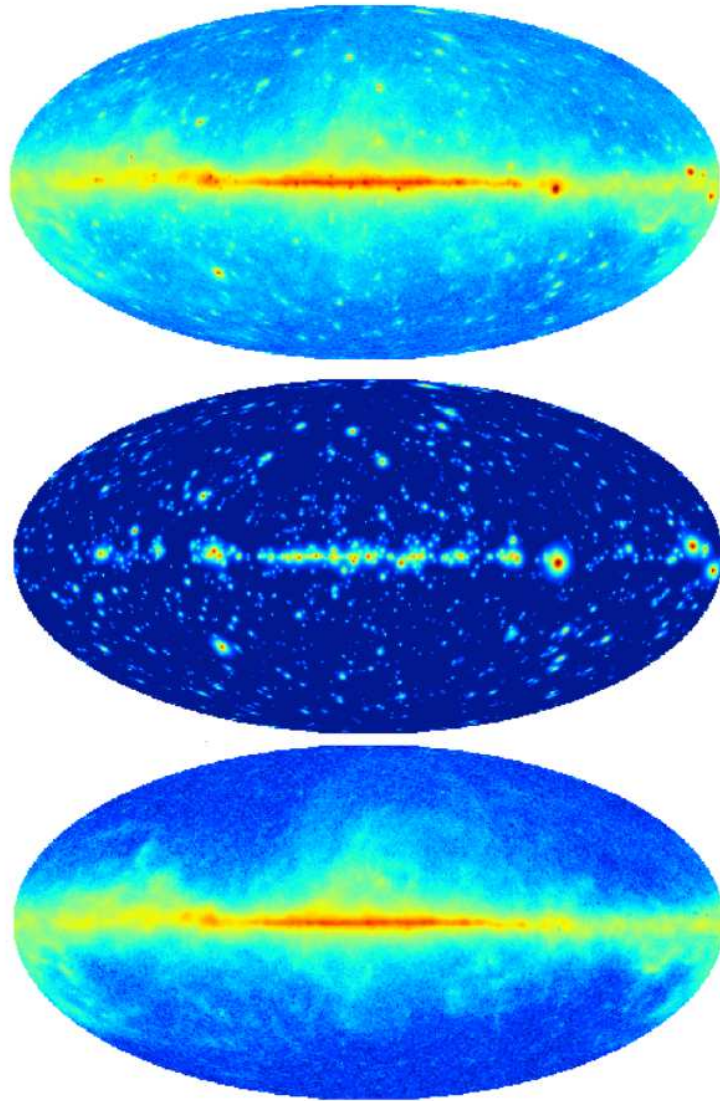


FIGURE 4.19 – *En haut : carte du ciel en nombre d'événements vue par le détecteur Fermi-LAT au-dessus de 300 MeV après 2 ans de prise de données. Au centre : sources du catalogue Fermi 2FGL [Nolan 2012]. En bas : émission diffuse restante après soustraction des sources et du bruit de fond isotrope. Crédit : J.-M. Casandjian.*

Différents processus de radiation vont être responsables de l'émission diffuse observée à différentes énergies [Aharonian 2000] :

- $1 \text{ MeV} < E < 100 \text{ MeV}$: le rayonnement de freinage (bremsstrahlung) d'électrons d'énergie inférieure à 1 GeV est majoritaire dans cette bande d'énergie, mais la contribution de la diffusion Compton inverse d'électrons de plus haute énergie est non négligeable.
- $100 \text{ MeV} < E < 100 \text{ GeV}$: la contribution hadronique via la création de pions neutres est dominante dans cette bande d'énergie.
- $E > 100 \text{ GeV}$: la diffusion Compton inverse d'électrons et la désintégration de pions neutres ont chacune une contribution comparable.

4.2 Sources extragalactiques

4.2.1 Galaxies à noyau actif

Environ 1% des galaxies possèdent un noyau actif, une région compacte très lumineuse due à la présence d'un trou noir supermassif (de l'ordre de $10^9 M_\odot$). Ces galaxies sont couramment appelées AGN pour Active Galactic Nuclei. 10% de ces AGN présentent des jets relativistes alimentés par l'accrétion de la matière contenue dans le disque de la galaxie par le trou noir supermassif. Ces objets vont avoir différentes propriétés observationnelles en fonction de leur orientation par rapport à l'observateur (voir figure 4.20) et ont donc été classés en différentes catégories avant d'être finalement unifiés [Urry 1995]. Les deux principales catégories sont décrites dans la suite.

4.2.1.1 Blazars

Les blazars sont des AGNs dont les jets sont alignés avec la ligne de visée de l'observateur. Ces objets sont très intéressants pour l'astronomie gamma à cause des effets de faisceaux relativistes ayant un facteur de Lorentz élevé. L'émission gamma et la luminosité de ces objets s'en trouvent considérablement accrues.

Le premier blazar découvert au TeV a été Markarian 421 par l'observatoire Whipple [Punch 1992]. Le spectre électromagnétique des blazars présente une structure à deux pics : le premier à basse fréquence attribué à l'émission synchrotron d'électrons accélérés dans les chocs présents dans les jets et le second à plus haute énergie au Compton inverse de ces mêmes électrons.

Les blazars sont divisés en deux grandes classes : les FSRQs (Flat Spectrum Radio Quasars) qui présentent des raies dans leur spectre optique, et les BL Lacertae (ou BL Lac) qui n'en présentent quasiment pas. Il est donc très difficile d'estimer le redshift (décalage vers le rouge) de ces derniers. Ces deux classes présentent également des caractéristiques différentes au niveau de la position et de l'intensité des pics synchrotron et Compton inverse observés (voir figure 4.21). Cette séquence de différents types de blazars a conduit à l'élaboration de la théorie d'unification qui postule que ces différentes classes correspondent à différentes phases de la vie des blazars [Fossati 1998, Ghisellini 1998].

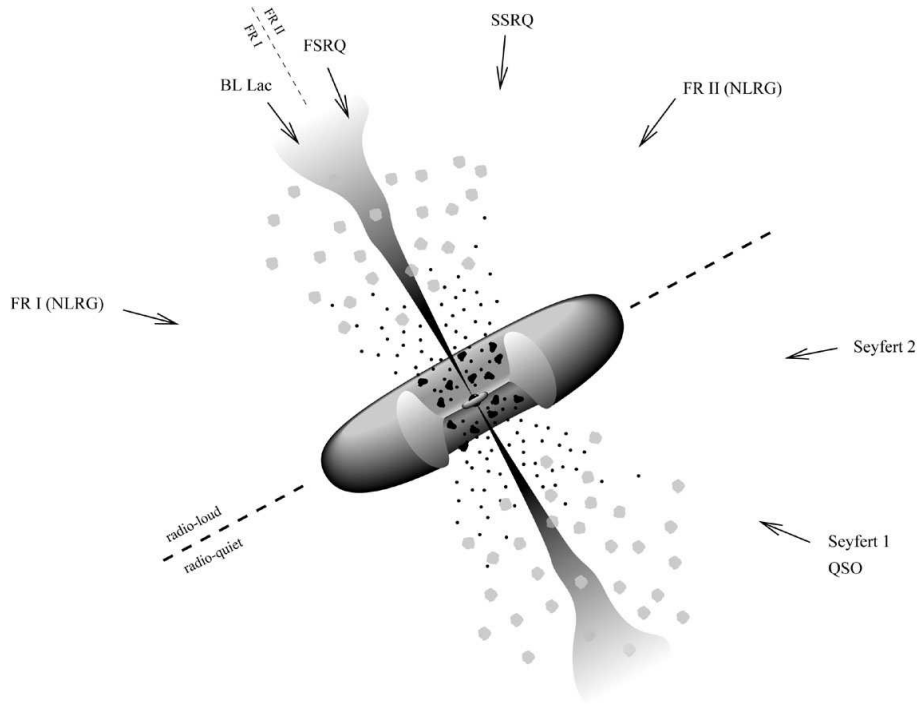


FIGURE 4.20 – Schéma d’une galaxie à noyau actif. Lorsque la ligne de visée de l’observateur est alignée avec le jet, on classe l’objet comme un blazar, qui peut être BL Lac ou FSRQ en fonction de leur spectre optique. Lorsque l’observateur n’est pas aligné avec le jet, on parle de radiogalaxies dont il existe également plusieurs sous-classes.

Comme le spectre des BL Lac s’étend à plus haute énergie, ils constituent la majorité des AGNs détectés au TeV. Cependant, certains FSRQs ont également été observés à très haute énergie comme 3C 279, dont le redshift est mesuré à $z=0.5362$ et correspond donc au FSRQ le plus distant vu au TeV [Aleksić 2011a]. Plus récemment, la détection du BL Lac KUV 00311-1938 par les télescopes H.E.S.S. [Becherini 2012] pourrait en faire l’objet le plus distant vu au TeV avec un redshift estimé à $z=0.61$ [Piranomonte 2007].

Grâce à son bon recouvrement du ciel, le satellite Fermi convient particulièrement à l’observation d’AGNs. C’est le type de source majoritaire du catalogue Fermi 2FGL qui en comporte plus de 800 sur près de 1900 objets [Nolan 2012]. Les indices spectraux d’AGNs mesurés par Fermi peuvent être utilisés pour sélectionner des AGNs candidats détectables au TeV. En effet les indices les plus durs mesurés au GeV correspondent à des blazars de type BL Lac dont l’émission s’étend à plus haute énergie. Un certain nombre de sources a ainsi pu être découvert par les télescopes Tcherenkov au TeV, comme PKS 1424+240, RBS 0413 ou PKS 0447-439 [Sanchez 2010].

La plupart des AGNs détectés au TeV présentent une grande variabilité. L’échelle caractéristique de temps peut varier de l’année à la minute et le flux observé peut changer d’un ordre de grandeur ou plus [Holder 2012]. La variabilité observée peut être utilisée pour contraindre la taille de la région d’émission qui dépend du facteur Doppler δ . L’étude de la variabilité de Markarian 421 a par exemple ainsi suggéré une taille de l’ordre de celle du système solaire pour

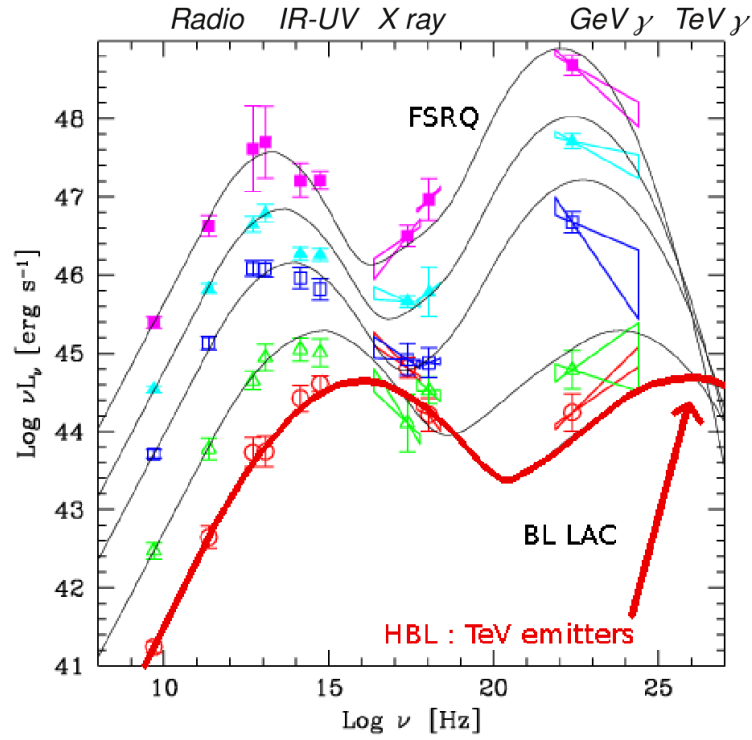


FIGURE 4.21 – Séquence obtenue à partir d’observations de 126 blazars (tirée de [Fossati 1998]). Les blazars mesurés sont classés en fonction de leur luminosité en radio (à 5 GHz) et regroupés en 5 intervalles logarithmiques. Les mesures dans toutes les longueurs d’onde sont ensuite moyennées dans chaque intervalle, conduisant aux 5 différents symboles représentés sur la figure. Les courbes superposées sont des approximations analytiques destinées à améliorer la clarté visuelle de la figure. Les FSRQ sont plus lumineux mais présentent une coupure aux énergies de l’ordre de quelques centaines de GeV tandis que les BL Lac sont moins lumineux mais leur spectre s’étend à plus haute énergie. On distingue également plusieurs types de BL Lac en fonction de la position de leur pic synchrotron : LBL (Low BL) pour les fréquences plus basses, IBL (Intermediate BL) pour les intermédiaires et HBL (High BL) pour les plus hautes.

la région d'émission [Gaidos 1996]. Lorsque la variabilité est de l'ordre de la minute pour des objets lointains, il est également possible de contraindre la violation de l'invariance de Lorentz prédite dans les modèles de gravité quantique [Biller 1999, Abramowski 2011c].

Enfin, l'observation d'AGNs au TeV permet d'étudier indirectement le fond diffus extragalactique, aussi appelé EBL (voir chapitre 3). En effet les rayons gamma provenant de ces sources lointaines sont absorbés par les photons de ce fond diffus, ce qui engendre une coupure à très haute énergie dans le spectre des AGNs observés. Une récente étude portant sur les AGNs les plus brillants détectés par H.E.S.S. a permis de fournir des contraintes sur l'opacité de ce fond diffus [Abramowski 2012a] en s'inspirant de la méthode adoptée par le satellite Fermi [Abdo 2010a].

PKS 2155-304

L'AGN le plus connu de l'hémisphère sud est PKS 2155-304, à cause des nombreuses campagnes multi-longueurs d'onde dont il a fait l'objet et de son célèbre “flare” d'une variabilité extrême observé en 2006 (voir figure 4.22) [Abramowski 2010]. Une campagne multi-longueurs d'onde incluant les instruments H.E.S.S., Fermi, RXTE et ATOM a été lancée en 2008 pendant son état bas [Aharonian 2009a]. La distribution spectrale en énergie obtenue (SED) est représentée en figure 4.23. Les données sont bien ajustées par un modèle de Synchro-Self Compton (SSC) à une zone d'émission pour lequel les électrons produisent un rayonnement synchrotron puis diffusent sur ces photons par Compton inverse.

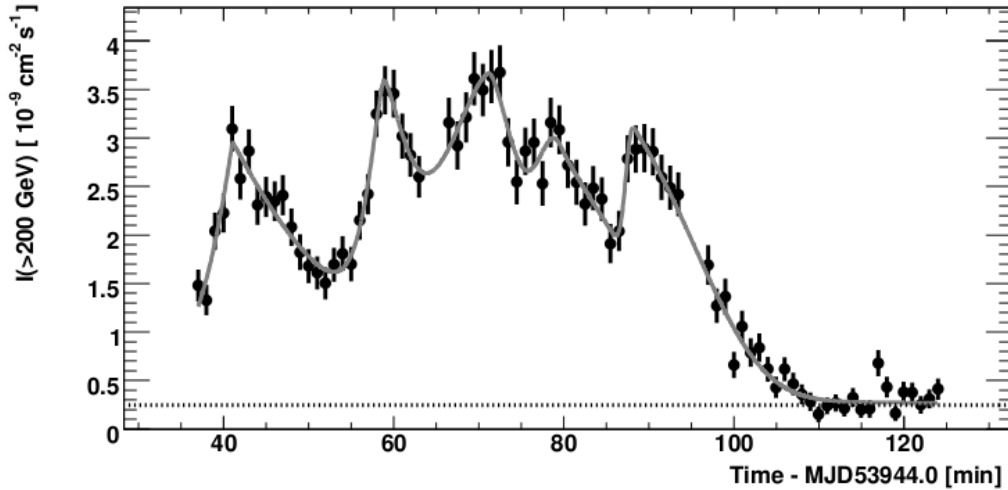


FIGURE 4.22 – *Flux intégré au-dessus de 200 GeV en fonction du temps du blazar PKS 2155-304 observé par H.E.S.S. lors du “big flare” le 28 juillet 2006. Les bins correspondent à une durée d’une minute et la ligne pointillée montre la valeur du flux moyen de la nébuleuse du Crabe en comparaison. Figure issue de [Aharonian 2007a].*

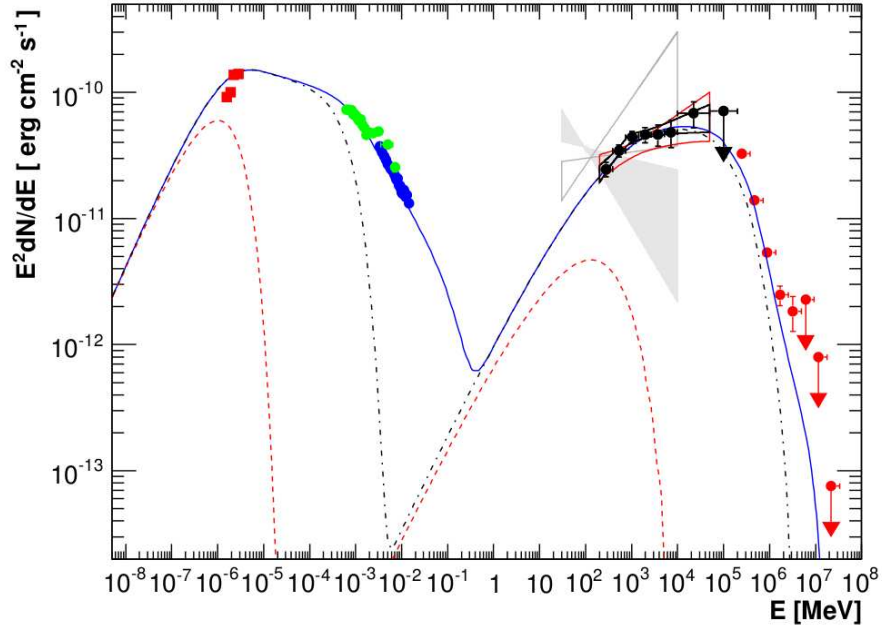


FIGURE 4.23 – *Distribution spectrale en énergie de PKS 2155-304. Les carrés rouges sont les points de mesure ATOM, les points verts et bleus représentent les données Swift et RXTE respectivement, les contours gris correspondent aux mesures d'EGRET, les points noirs ainsi que le contour noir proviennent des données Fermi et les points rouges des données H.E.S.S.. La ligne bleue continue représente la distribution obtenue avec un modèle de SSC à une zone avec absorption par l'EBL à très haute énergie et semble bien reproduire les données observées. La distribution d'électrons considérée consiste en une loi de puissance à trois composantes. Elle comporte deux cassures correspondant à des facteurs de Lorentz de $\gamma_1 = 1.4 \times 10^4$ et $\gamma_2 = 2.3 \times 10^5$. Les lignes pointillées noire et rouge correspondent au même modèle SSC auquel on a retiré les électrons de plus haute énergie, c'est à dire comportant un facteur de Lorentz $\gamma > \gamma_2$ et $\gamma > \gamma_1$ respectivement. Figure issue de [Aharonian 2009a].*

4.2.1.2 Radiogalaxies

Les radiogalaxies sont des AGNs dont les jets sont visibles de part et d'autre du disque car ils ne sont pas orientés vers l'observateur. Ces jets sont résolus de la radio aux rayons X, ce qui permet de corrélérer la variabilité de l'émission gamma avec les changements observés dans la structure des jets aux plus basses fréquences. Trois radiogalaxies ont été vues au TeV jusqu'à présent : M87, Centaurus A et NGC 1275. Nous allons voir les deux premiers objets plus en détail en guise d'illustration dans la suite.

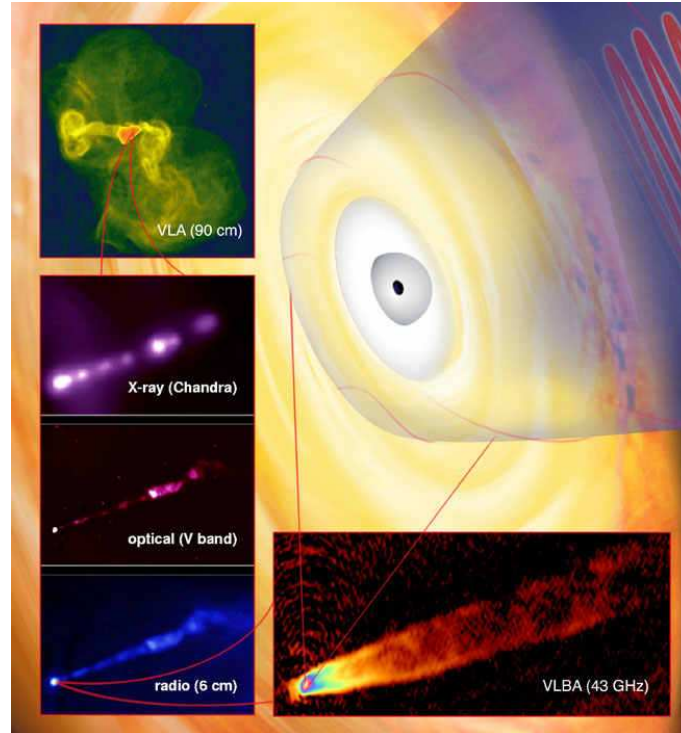


FIGURE 4.24 – Vue d'artiste de la base du jet (dans la région supposée responsable de l'émission au TeV à partir de contraintes sur la variabilité) et observations à différentes longueurs d'onde de la radiogalaxie M87.

M87

Cette radiogalaxie a été détectée au TeV pour la première fois en 2003 par les télescopes de HEGRA [Aharonian 2003]. Elle est située à une distance de 16.7 ± 0.2 Mpc, possède un trou noir central d'environ $3 \times 10^9 M_{\odot}$ et présente un jet formant un angle d'environ 20° avec la ligne de visée. La source au TeV est très variable et a notamment montré des épisodes d'émission accrue en 2005, 2008 et 2010 [Abramowski 2012c]. La plus courte échelle de temps mesurée dans la variabilité de M87 correspond à une durée d'un jour environ, ce qui permet de placer une contrainte sur la taille de la région d'émission à quelques rayons de Schwarzschild²,

2. Le rayon de Schwarzschild d'un objet de masse M est donné par : $R_s = 2 \frac{GM}{c^2}$.

correspondant donc à la base du jet. Cette région n'est pas résolue en rayons gamma mais peut être sondée plus précisément grâce aux observations radio et rayons X (voir figure 4.24).

Centaurus A

C'est la radiogalaxie la plus proche de nous, située à une distance de 3.8 Mpc. Elle présente un jet vu en radio et rayons X (voir figure 4.25) de part et d'autre de son disque d'accrétion qui émet en optique et en radio (raie à 21cm traçant l'hydrogène atomique). Elle a été détectée au TeV avec près de 120 h d'observation par les télescopes H.E.S.S. [Aharonian 2009b]. Plusieurs sites ont été proposés pour la production de l'émission gamma : au voisinage du trou noir central (dont la masse est d'environ $5 \times 10^7 M_\odot$), au niveau du jet ou même au-delà [Stawarz 2006].

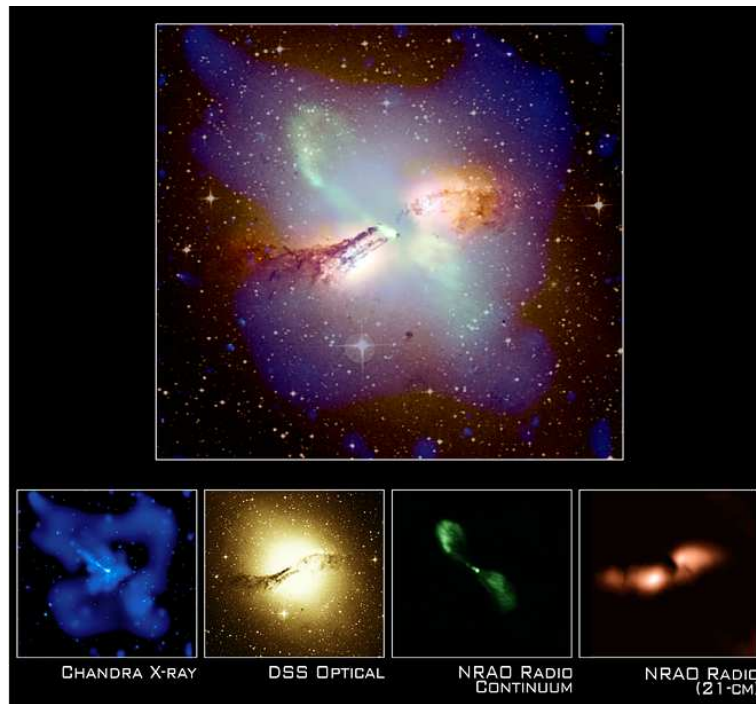


FIGURE 4.25 – Image composite de la radiogalaxie Centaurus A vue à différentes longueurs d'onde. Chaque contribution (rayons X, optique, continuum radio et raie à 21 cm traçant l'hydrogène atomique) est montrée séparément en bas.

4.2.2 Galaxies à flambée d'étoiles

Ces galaxies ont un taux de formation d'étoiles très élevé, qui peut parfois être dû à l'interaction avec une autre galaxie. La densité importante de gaz et de rayons cosmiques dans ces objets en fait des sites prometteurs d'émission gamma. En effet les hadrons cosmiques vont interagir avec les protons présents dans le gaz et produire des pions neutres qui se désintègrent en rayons gamma (voir section 3.2). Deux galaxies à formation d'étoiles ont été détectées au TeV jusqu'à présent : M82 [Acciari 2009c] et NGC 253 [Acero 2009]. L'émission observée

est consistante avec les prédictions de modèles théoriques basés sur l'accélération des rayons cosmiques au coeur de la galaxie [Lacki 2011] et est compatible avec une origine hadronique [Abramowski 2012b]. Cependant l'émission au TeV pourrait aussi provenir d'une population importante de nébuleuses à vent de pulsar (environ 3×10^4 PWNs seraient nécessaires pour expliquer le flux gamma observé), ce qui est possible étant donné le taux important de supernovae dans ce type de galaxie [Mannheim 2010].

4.2.3 Autres sources

Sursauts gamma

Les sursauts gamma (ou GRB pour Gamma-Ray Bursts) sont des bouffées de rayons gamma apparaissant aléatoirement dans le ciel. Ils sont liés à des explosions extrêmement énergétiques qui ont lieu à des distances très lointaines (le plus grand redshift mesuré pour un GRB est de $z=8.3$ [Chandra 2011]). On les divise généralement en deux groupes en fonction de leur durée : les sursauts courts (durant quelques secondes maximum) et les sursauts longs (supérieurs à 2 secondes). Il semblerait que ces deux classes résultent de différents types de progéniteurs. Les sursauts longs sont généralement associés à l'effondrement d'étoiles massives en rotation rapide créant un trou noir. L'origine des sursauts courts est plus ambiguë, mais leur durée très brève laisse entrevoir des progéniteurs très compacts, les candidats favoris étant les coalescences d'étoiles à neutrons. Le maximum d'énergie de ces sursauts est situé autour du keV mais pourrait s'étendre jusqu'au TeV.

La difficulté principale pour observer ces sursauts réside dans leur distribution isotrope dans le ciel et leur brièveté. Les satellites avec un grand champ de vue sont privilégiés pour les détecter et vont pouvoir alerter les télescopes à pointé immédiatement après l'observation d'un sursaut.

Certains satellites sont dédiés à l'étude des GRBs, comme le satellite Swift par exemple, qui les observe en rayons X, UV et en optique. Le satellite Fermi possède également un instrument spécialisé dans la recherche de GRBs : le GBM (Gamma-Ray Burst Monitor) qui a permis de détecter près de 500 sursauts gamma après deux ans d'observation [Paciesas 2012] (voir le chapitre 5 pour plus de précisions sur ce détecteur).

En étudiant ainsi les propriétés spectrales et temporelles de 17 GRBs observés par l'instrument LAT du satellite Fermi, [Zhang 2011] ont pu ainsi distinguer trois composantes spectrales différentes (voir figure 4.26) : une composante thermique (II), une composante non thermique (I) et une troisième composante en loi de puissance (III). Cette dernière pourrait s'étendre jusqu'au TeV et être observable par les télescopes de type Tcherenkov.

Cependant, outre le caractère transitoire et bref de ces sursauts, il existe une autre difficulté pour l'observation au TeV : comme les sursauts sont souvent très lointains leur émission à haute énergie va être atténuée par la création de paires sur les photons de l'EBL (voir chapitre 3). Seuls les sursauts avec un redshift $z < 0.5$ peuvent donc être observés.

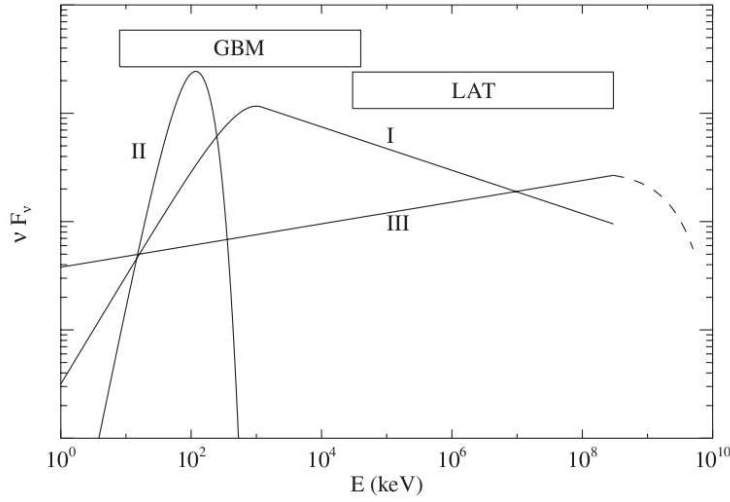


FIGURE 4.26 – Schématisation des trois composantes spectrales formant l'émission prompt de GRBs observés par Fermi [Zhang 2011]. I : composante non thermique, II : composante quasi-thermique, et III : composante supplémentaire en loi de puissance qui s'étend à plus haute énergie mais présenterait une coupure dans la gamme en énergie accessible par Fermi (environ 1 TeV).

Matière noire extragalactique

Comme on l'a vu au chapitre 3, l'annihilation de particules de matière noire pourrait créer des rayons gamma. Ainsi certains sites supposés contenir de la matière noire sont privilégiés pour la recherche de cette signature particulière. Outre le centre de la Galaxie mentionné dans la section 4.1.5, certains sites extragalactiques sont également de bons candidats comme les galaxies naines sphéroïdales du groupe local. En effet, contrairement au centre galactique où la superposition de contreparties possibles est importante, ces galaxies sont beaucoup moins sujettes à la contamination par d'autres sources. Un certain nombre de ces objets a ainsi été observé mais aucun signal n'a pu être détecté. Des limites supérieures sur la section efficace d'annihilation ont donc pu être déduites de ces observations [Vivier 2011].

Deuxième partie

Instrumentation et méthodes d'analyse

Les détecteurs en astronomie gamma

Sommaire

5.1	Les satellites	96
5.1.1	Bref historique	96
5.1.2	Fermi	97
5.2	Les détecteurs au sol	98
5.2.1	Les gerbes atmosphériques	98
5.2.2	Les détecteurs de particules	102
5.2.3	Les télescopes à effet Tcherenkov	107
5.3	Le réseau de télescopes H.E.S.S.	111
5.3.1	Structure et miroirs	111
5.3.2	Caméras	113
5.3.3	Déroulement des observations	116
5.3.4	H.E.S.S. II	117
5.4	Projets futurs	118

Le domaine gamma, correspondant à des énergies supérieures à 30 MeV environ, présente des caractéristiques spécifiques qui nécessitent différentes techniques de détection. Une des limitations à l'observation des rayons gamma provient de leur flux qui dépend de l'énergie selon une loi de puissance et qui est donc particulièrement faible à très haute énergie. Par conséquent, les surfaces de détection doivent être relativement grandes pour pouvoir observer suffisamment de gammas et en détecter les sources. Une autre difficulté est liée au fait que l'atmosphère terrestre est opaque au rayonnement électromagnétique à ces énergies. Deux solutions sont alors possibles : la première nécessite d'observer depuis l'espace grâce à des satellites. Cette solution est parfaitement convenable tant que le flux est suffisamment important (jusqu'à 100 GeV environ). À plus haute énergie il faut en revanche redescendre sur Terre et faire de la détection indirecte. Cette technique tire parti des propriétés des gerbes atmosphériques créées par les gammas à leur entrée dans l'atmosphère. Il existe deux grands types de détection indirecte : l'observation des particules produites dans la gerbe ou du rayonnement Tcherenkov qu'elles induisent. Nous verrons les avantages et inconvénients associés à chaque technique par la suite.

Ces différentes techniques de détection sont complémentaires et présentent l'intérêt de couvrir une large bande en énergie permettant d'étudier en détail les processus à l'origine de la production des rayons gamma. De plus, il existe des zones de recouvrement accessibles par

différentes techniques (notamment entre 30 et 300 GeV) ce qui permet de faire des vérifications croisées entre les différents instruments.

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord décrire les expériences en satellite concernant les plus basses énergies du domaine gamma, puis nous verrons les différents types de détecteurs au sol. Enfin nous détaillerons les caractéristiques du réseau de télescopes H.E.S.S. dont les techniques d'analyse et les données seront utilisées dans les chapitres suivants.

5.1 Les satellites

5.1.1 Bref historique

Le premier satellite destiné à observer des rayons gamma est lancé en 1967. Il s'agit de OSO-3 (Third Orbiting Solar Observatory) [Clark 1968]. Puis SAS-2 (Small Astronomy Satellite 2) est lancé en 1972 et détecte pour la première fois une émission gamma au dessus de 50 MeV provenant des pulsars du Crabe, de Vela X et de Geminga [Fichtel 1975]. Le satellite COS-B (COsmic-ray Satellite), opérationnel de 1975 à 1982, a quant à lui permis de produire le premier catalogue de sources à très haute énergie avec la détection de 25 sources gamma entre 50 MeV et 5 GeV [Swanenburg 1981].

Une avancée majeure est ensuite réalisée grâce au satellite CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory) lancé en 1991. Ce dernier est composé de quatre instruments permettant d'observer le ciel de 20 keV à 30 GeV (voir figure 5.1) :

- BATSE (Burst And Transient Source Experiment) de 20 keV à 1 MeV,
- OSSE (Oriented Scintillation Spectrometer Experiment) de 50 keV à 10 MeV,
- COMPTEL (Imaging Compton telescope) de 1 à 30 MeV,
- EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope) de 20 MeV à 30 GeV.

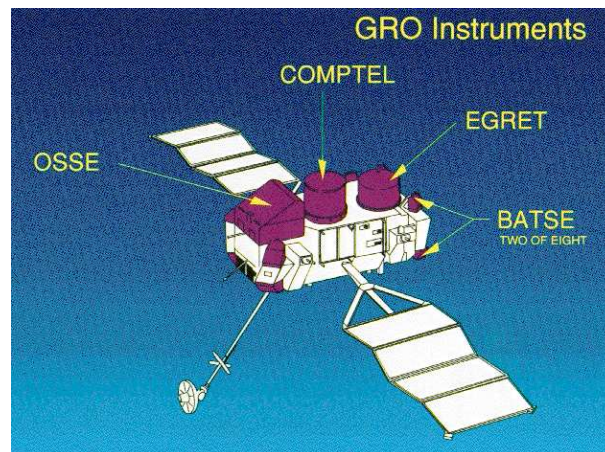


FIGURE 5.1 – Schéma des instruments BATSE, OSSE, COMPTEL et EGRET à bord du satellite CGRO. Crédit : NASA.

Le télescope EGRET, avec sa surface de détection et sa sensibilité de 10 à 20 fois supérieures aux précédents instruments, a permis de détecter 271 sources gamma au-delà de 100 MeV

[Hartman 1999]. Parmi celles-ci, on compte cinq pulsars, de 66 à 93 blazars, le Grand nuage de Magellan et la radiogalaxie Centaurus A. Environ 170 sources restent néanmoins non identifiées. La mission prend fin en 2000 et pendant une longue période plus aucun satellite ne prend de données dans cette bande en énergie. Il faudra attendre 2007 avec le lancement d'AGILE (Astrorivelatore Gamma a Immagini LEggero) pour observer à nouveau le ciel à haute énergie [Tavani 2009]. Cet instrument a cependant une sensibilité et une résolution similaires à EGRET et bien inférieures à celles du plus récent satellite Fermi (ex-GLAST), décrit dans la section suivante.

5.1.2 Fermi

Le satellite Fermi (ex-GLAST pour Gamma-ray Large Area Space Telescope) renommé en hommage au physicien italien, a été lancé en juin 2008. C'est le dernier en date et le plus performant. Il comporte deux instruments :

- le LAT (Large Area Telescope), télescope imageur couvrant la bande d'énergie de 20 MeV à 300 GeV [Atwood 2009],
- le GBM (Gamma-ray Burst Monitor), destiné à observer les sources transitoires comme les sursauts gamma et sensible aux énergies de 8 keV à 30 MeV [Lichti 2001].

La sensibilité du LAT est 10 fois supérieure à celle d'EGRET. Son champ de vue couvre 20% du ciel à un instant donné et la totalité du ciel est observée en trois heures. Il observe 85% du temps, en effet son passage au-dessus de l'anomalie sud-atlantique requiert sa désactivation car le flux important de cosmiques dû au faible champ magnétique terrestre risquerait d'endommager les instruments.

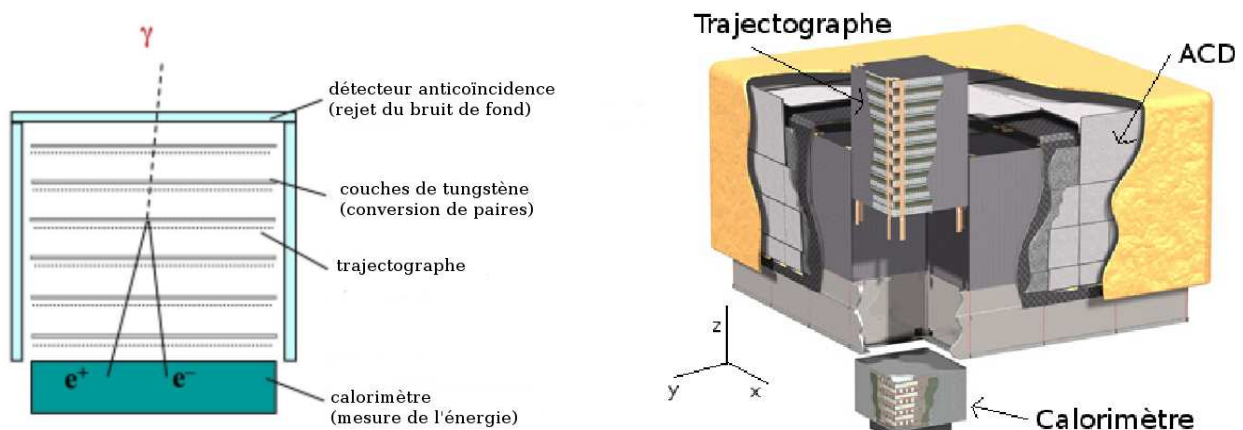


FIGURE 5.2 – Gauche : schéma du principe de détection du LAT. Droite : vue du LAT à travers les différentes couches et montrant sa division en 16 tours chacune composée d'un trajectographe et d'un calorimètre. Crédit : D. Sanchez.

Le principe de détection du LAT repose sur la conversion des rayons gamma en paires électrons-positrons dans un trajectographe (voir figure 5.2). Ce dernier est composé de plateaux

de silicium et de couches de tungstène dont le fort champ coulombien optimise la conversion en paires des gammas. Les traces détectées permettent de remonter à la direction du gamma incident. Les paires e^+/e^- déposent ensuite leur énergie dans le calorimètre, ce qui permet de mesurer l'énergie du gamma. Le trajectographe et le calorimètre sont divisés en 16 tours distinctes permettant d'avoir une vision en trois dimensions des particules traversant le détecteur. Enfin, un bon rejet du bruit de fond étant primordial à ces énergies, le LAT dispose d'un bouclier anti-coïncidence composé de tuiles de scintillateurs plastiques et destiné à rejeter les particules chargées. Ces dernières vont en effet déposer de l'énergie dans le bouclier ainsi que dans le trajectographe. La détection de ces coïncidences donne donc lieu à un veto permettant de rejeter les particules chargées.

La résolution angulaire du LAT varie fortement avec l'énergie, elle vaut environ 3° à 100 MeV et descend à 0.04° à 100 GeV.

Grâce à des performances exceptionnelles, le LAT a pu à ce jour multiplier par 7 le nombre de sources vues par son prédécesseur EGRET. Le catalogue 2FGL correspondant à deux ans de prises de données recense en effet 1873 sources entre 100 MeV et 100 GeV dont 127 fermement identifiées et 1171 avec une association potentielle. [Nolan 2012].

Le GBM est composé de 12 scintillateurs NaI pour les plus basses énergies (8 keV à 1 MeV) et 2 scintillateurs BGO pour les plus hautes énergies (150 keV à 30 MeV), permettant un recouvrement avec les scintillateurs NaI ainsi qu'avec la bande d'énergie accessible par le LAT. Le GBM mesure les courbes de lumière et le spectre des sursauts gammas détectés. Avec son large champ de vue de 8.6 sr, 491 sursauts gamma ont pu être mesurés après 2 ans de prise de données [Paciesas 2012].

5.2 Les détecteurs au sol

À plus haute énergie ($E > 100$ GeV), le flux de rayons gamma est fortement réduit et les expériences spatiales ne disposent pas d'une surface de détection suffisamment grande pour pouvoir les étudier. Il est donc nécessaire de revenir au sol pour explorer ces énergies grâce à la détection indirecte. Ce type de détection est possible grâce à la présence de l'atmosphère terrestre qui va agir comme un calorimètre dans lequel des cascades de particules vont se développer. Nous allons tout d'abord décrire brièvement les propriétés de ces gerbes atmosphériques puis les différents types de détecteurs utilisés pour les observer.

5.2.1 Les gerbes atmosphériques

Gerbes électromagnétiques

Lorsqu'un rayon gamma pénètre dans l'atmosphère, il va interagir avec le champ coulombien des atomes la constituant et se convertir en une paire électron-positron. Ces derniers vont se propager puis émettre un rayonnement de freinage dû à ce même champ coulombien et créer des photons gamma de plus basse énergie qui vont à leur tour se convertir en paires et ainsi de suite. Une cascade de particules se développe donc dans l'atmosphère jusqu'au moment où l'énergie des particules est insuffisante (l'énergie critique E_c est d'environ 83 MeV dans l'air)

et les pertes par ionisation deviennent dominantes. Les particules chargées perdent alors très rapidement leur énergie et le développement de la gerbe s'arrête.

Le développement de ces cascades peut être décrit par les formules de Bethe-Heitler régissant le bremsstrahlung et la production de paires. On considère un modèle simple (modèle de Heitler) pour décrire le développement longitudinal de la gerbe. On suppose que tant que la perte d'énergie des électrons par ionisation est faible par rapport au bremsstrahlung le nombre de particules dans la gerbe est en constante augmentation. C'est la phase de développement durant laquelle l'énergie moyenne par particule va diminuer au fur et à mesure des créations de particules. Puis lorsque l'énergie moyenne par particule atteint l'énergie critique correspondant au développement maximal de la gerbe, le nombre de particules dans la gerbe diminue et la cascade s'arrête. Les longueurs caractéristiques des processus en jeu sont exprimées en g cm^{-2} . La distance caractéristique de perte par rayonnement de freinage dans l'air vaut $X_0 = 36.7 \text{ g cm}^{-2}$. Elle correspond à la distance au bout de laquelle l'électron a perdu 68% de son énergie. La longueur caractéristique de création de paires vaut $\frac{9}{7}X_0$ et correspond au même ordre de grandeur en première approximation. Pour simplifier, on considère donc qu'il y a une création de paires (dont chaque particule a une énergie égale à la moitié de l'énergie du photon) et une perte par rayonnement de freinage à chaque longueur de radiation, comme représenté sur la figure 5.3.

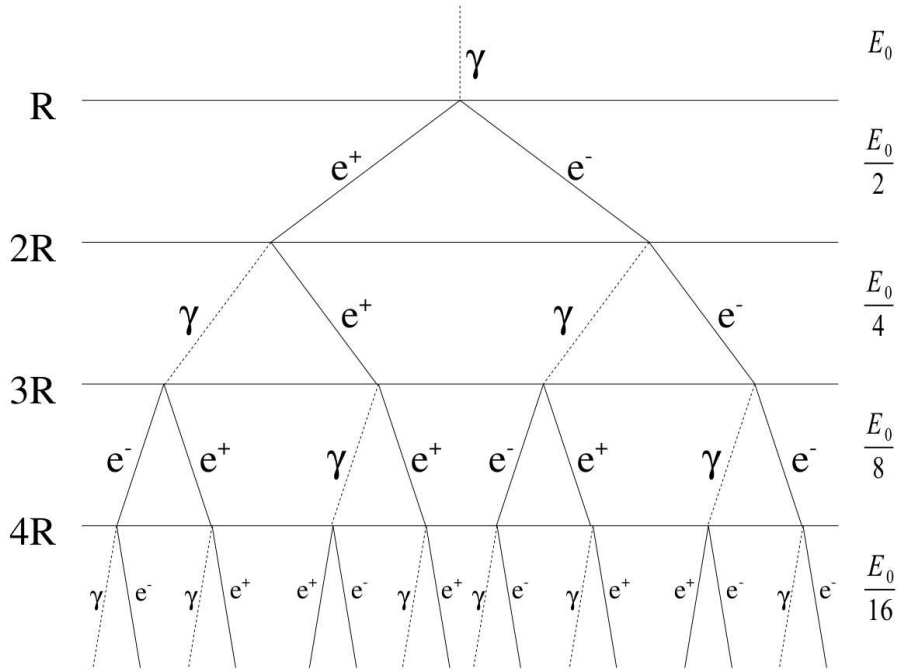


FIGURE 5.3 – Schématisation du modèle de Heitler du développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique. R symbolise une longueur de radiation X_0 traversée par les particules.

Après n longueurs de radiation, on a 2^n particules d'énergie $E = E_0/2^n$, E_0 étant l'énergie du rayon gamma incident. On a donc :

$$n \ln 2 = \ln(E_0/E) \quad (5.1)$$

Par conséquent, le développement maximal de la gerbe correspond à une épaisseur traversée dont le nombre de longueurs de radiations est donné par :

$$n(E_0) = \ln(E_0/E_c) \quad (5.2)$$

Ce modèle simplifié décrit assez bien la réalité. Pour un photon d'énergie $E_0 = 1 \text{ TeV}$, l'épaisseur traversée est de 345 g cm^{-2} , soit $9.4 X_0$, correspondant à une altitude de 8 km pour le développement maximal de la gerbe qui compte environ 675 particules.

À haute énergie, une petite fraction des interactions d'un gamma primaire peut aussi produire des hadrons par photoproduction. Dans ce cas, la gerbe de particules aura les mêmes propriétés que les gerbes hadroniques, décrites ci-après. Par contre un hadron primaire ne produira pratiquement jamais une gerbe purement électromagnétique.

Notons que les électrons cosmiques produisent également des gerbes électromagnétiques difficilement différenciables des gerbes produites par les gammas. Cependant la première interaction à leur entrée dans l'atmosphère est l'émission de gamma par rayonnement de freinage (contre la création de paires pour un gamma incident). Par conséquent, compte-tenu des longueurs caractéristiques associées, la première interaction a lieu plus haut en moyenne pour les gerbes initiées par les électrons.

Gerbes hadroniques

Les rayons cosmiques hadroniques vont également produire des gerbes à leur entrée dans l'atmosphère, mais de nature différente. En effet les protons et noyaux lourds peuvent créer une plus grande variété de particules : fragments de noyaux, pions et mésons K, muons ainsi que des électrons, positrons et photons pouvant être produits dans des sous-gerbes électromagnétiques (voir figure 5.4).

L'impulsion transverse des gerbes hadroniques est plus grande que pour les gerbes électromagnétiques, et elles sont bien plus irrégulières (voir figure 5.5). Cette caractéristique va notamment permettre de les distinguer des gerbes électromagnétiques comme on le verra par la suite. Une autre propriété les différencie des gerbes créées par les gammas : la direction incidente des rayons cosmiques est isotrope à leur entrée dans l'atmosphère, contrairement aux gammas provenant en général d'une direction donnée.

Observables au sol

Différents observables vont pouvoir être mesurées au sol et ainsi permettre de détecter les gerbes et de reconstruire la direction et l'énergie de la particule incidente :

- les particules secondaires créées dans les gerbes peuvent être détectées au sol en fonction de l'énergie de la particule primaire et de l'altitude à laquelle se situe le détecteur. Ce sont les électrons et positrons (les plus nombreux à l'altitude du maximum de gerbe), les muons (qui peuvent pénétrer profondément dans le sol ou dans l'eau), les photons

secondaires (qui peuvent se convertir en paires e^+/e^- dans l'eau et produire un effet Tcherenkov), et les fragments nucléaires mais qui sont assez rares.

- les photons visibles et UV émis par les particules chargées de la gerbe par effet Tcherenkov et fluorescence.
- l'émission radio des particules chargées qui est soumise à différents phénomènes comme l'effet Askaryan traduisant l'excès de charges négatives [Askaryan 1962] ainsi que l'effet géomagnétique qui sépare physiquement les particules positives et négatives.

La gamme en énergie que l'on veut explorer va engendrer un choix de l'observable à étudier associé à une technique de détection particulière avec ses avantages et inconvénients. Dans la suite nous décrirons brièvement les détecteurs de particules au sol puis nous verrons plus en détail le principe de la détection par effet Tcherenkov et plus particulièrement le réseau de télescopes H.E.S.S. Nous ne discuterons pas de la détection radio ici, utilisée dans les expériences CODALEMA [Ardouin 2005], LOPES [Huege 2007] ou encore RAuger [Revenu 2012].

5.2.2 Les détecteurs de particules

Le principal avantage des détecteurs de particules réside dans leur grand champ de vue (supérieur à 1 stéradian) et leur capacité à observer continuellement, de jour comme de nuit. Cependant, ces détecteurs souffrent d'une résolution angulaire médiocre ainsi que d'une sensibilité assez faible pour les sources ponctuelles à cause de la difficulté à rejeter le bruit de fond produit par les rayons cosmiques.

Ce type de détection repose principalement sur l'aspect temporel des gerbes observées ainsi que sur des coupures spatiales. En effet, lors du développement de la gerbe, une galette de particules chargées se déplace vers le sol. Sa forme plus ou moins incurvée et son épaisseur (de l'ordre de 10 m) dépendent de la phase de développement de la gerbe. Les détecteurs de particules vont utiliser les différences de temps d'arrivée au sol de ces particules ainsi que leur nombre pour reconstruire la direction et l'énergie du gamma incident.

De plus, l'altitude à laquelle est situé le détecteur va jouer un rôle important sur le seuil accessible en énergie. On a vu que plus le gamma incident a une énergie E_0 importante et plus la gerbe va pénétrer en profondeur dans l'atmosphère. Inversement, un gamma de plus basse énergie pénétrera moins profondément. Or le principe de ces instruments consiste à détecter les particules secondaires créées dans la gerbe. Par conséquent, si on veut abaisser le seuil en énergie, il faut se placer à très haute altitude afin de se rapprocher de la hauteur du développement maximal de la gerbe situé plus haut à basse énergie et ainsi pouvoir collecter les particules secondaires produites.

5.2.2.1 Détecteurs passés ou existants

Milagro

Le premier détecteur de particules suffisamment sensible pour détecter des sources ponctuelles a été Milagro [Atkins 2000], situé près de Los Alamos au Nouveau Mexique à une altitude de 2630 m. Ce détecteur, qui a pris des données de 1998 à 2008, était constitué d'une

grande piscine couverte de 60 m sur 80 m et équipée de photomultiplicateurs destinés à détecter l'émission Tcherenkov des particules chargées traversant le bassin (voir figure 5.6).



FIGURE 5.6 – Photographie du détecteur Milagro.

Une première couche de photomultiplicateurs située à 1.4 m de profondeur permettait de reconstruire la direction du gamma incident grâce à la mesure des temps d'arrivée des particules chargées. La résolution angulaire obtenue était de l'ordre de 0.75° en moyenne, 0.5° à plus haute énergie. Une deuxième couche de photomultiplicateurs située sous 6 m d'eau servait à rejeter le bruit de fond hadronique en détectant notamment les muons qui ont une grande capacité de pénétration dans l'eau. L'intérêt de l'utilisation d'une cuve à eau pour détecter l'effet Tcherenkov réside dans son indice de réfraction plus élevé que dans l'air qui conduit à une émission Tcherenkov bien plus importante et avec un grand angle (41°), ce qui permet d'augmenter l'espacement entre les détecteurs. De plus, les gammas secondaires produits dans la gerbe peuvent se convertir en paires e^+/e^- et ainsi être détectés indirectement. Leur détection permet d'abaisser le seuil en énergie malgré l'altitude assez faible du détecteur.

L'ajout d'un réseau de 175 cuves réparties autour du bassin central sur une surface de 4000 m^2 couplé au développement de nouvelles techniques de discrimination du bruit de fond a permis la détection de la nébuleuse du Crabe [Atkins 2003], du blazar Markarian 421 ainsi que trois sources étendues dans le plan galactique [Abdo 2007].

ARGO-YBJ et Tibet-AS γ

Ces deux détecteurs de particules sont actuellement en opération au Tibet, près de Yangbajing, à 4300 m d'altitude. ARGO-YBJ¹ est constitué d'une couche de plaques résistives sur une surface de 11000 m^2 (voir figure 5.7). Ce détecteur a pour but d'étudier les rayons gamma à partir de 100 GeV avec une sensibilité d'environ 10% du flux de la nébuleuse du Crabe et est particulièrement intéressant pour la détection de sursauts gammas grâce à son

1. <http://argo.na.infn.it/>

grand champ de vue et son observation continue. Après 1265 jours d'observations, la détection de la nébuleuse du Crabe, de Mkn421 ainsi que deux sources Milagro a été confirmée par ARGO-YBJ [Cao 2011]. Ce détecteur peut également étudier directement les rayons cosmiques entre 10 et 200 TeV ainsi que le rapport de flux d'anti-protons par rapport au flux de protons entre 300 GeV et 1 TeV, cette bande d'énergie n'étant pas accessible dans l'espace à cause de la surface de détection trop faible des satellites.



FIGURE 5.7 – Photographie du détecteur ARGO.

Tibet-AS γ^2 consiste en 697 scintillateurs espacés de 7.5 m et couvrant une surface totale de près de 37000 m² (voir figure 5.8). L'altitude de 4300 m permet de collecter un maximum de particules chargées et d'abaisser le seuil en énergie à environ 3 TeV. Comme ARGO-YBJ, ce détecteur observe les rayons gamma à très haute énergie ainsi que le rayonnement cosmique au niveau du genou. Cette technique a permis de détecter la nébuleuse du Crabe au TeV et le déficit correspondant à l'ombre de la Lune dans le flux de rayons cosmiques [Amenomori 2009].

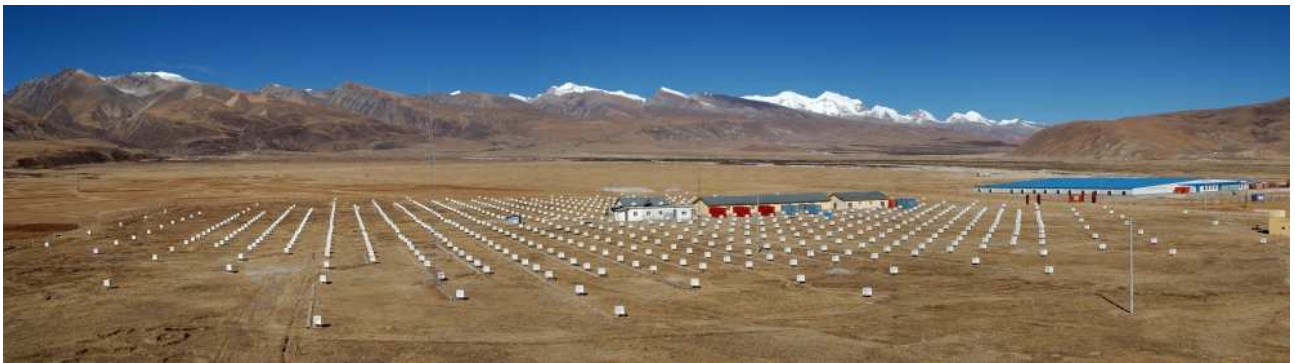


FIGURE 5.8 – Photographie du détecteur Tibet III de l'expérience Tibet-AS γ .

2. <http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/em/index.html>

5.2.2.2 Futurs détecteurs de particules

La capacité à observer une grande portion du ciel continuellement est l'avantage principal de ce type de détecteur. Ce sont donc potentiellement de très bons instruments pour réaliser des vues d'ensemble du ciel (surveys) et observer les événements transitoires à très haute énergie. Les résultats prometteurs des détecteurs actuellement en fonctionnement et les progrès réalisés sur les techniques d'analyse ont motivé l'élaboration de futurs projets plus performants. Nous décrivons deux des principaux projets dans la suite.

HAWC

HAWC (High Altitude Water Cherenkov observatory) sera constitué de 300 cuves à eau de 7 m de diamètre et 5 m de profondeur comportant chacune trois photomultiplicateurs du même type que ceux utilisés pour Milagro ainsi qu'un photomultiplicateur supplémentaire à haute efficacité quantique placé au centre des cuves et destiné à augmenter la sensibilité à plus basse énergie (voir figure 5.9). Situé au Mexique près du volcan Sierra Negra à 4100 m d'altitude, HAWC pourra observer les gammas et les rayons cosmiques de 100 GeV à 100 TeV et la sensibilité attendue est 15 fois supérieure à celle de Milagro. Un prototype constitué de 7 cuves (VAMOS) est actuellement en phase de tests sur le site.



FIGURE 5.9 – *Gauche : simulation d'une particule traversant une des cuves à eau de HAWC (en rouge) et émission Tcherenkov créée (en vert). Quatre PMTs sont disposés au fond de la cuve pour collecter la lumière Cherenkov. Droite : agencement prévu des 300 cuves à eau composant le détecteur HAWC. Le prototype VAMOS actuellement en cours de tests est visible sur la gauche. Crédit : <http://hawc.umd.edu/>.*

Un rejet efficace du bruit de fond est primordial pour étudier les rayons gamma et c'est le point faible des détecteurs de particules actuellement en fonctionnement. La discrimination utilisée dans HAWC est fondée sur les temps d'arrivée et l'intensité du signal observé dans les cuves. Le signal produit par les gerbes électromagnétiques étant localisé le long de l'axe de la gerbe, on s'attend à avoir un maximum de signal près de la position du paramètre d'impact, comme on peut le voir sur la figure 5.10 représentant des simulations d'événements gamma et

hadrons cosmiques sur le détecteur HAWC. Les gerbes hadroniques, beaucoup plus irrégulières et présentant souvent des sous-gerbes, vont engendrer un signal beaucoup plus hétérogène et réparti aléatoirement sur la surface du détecteur.

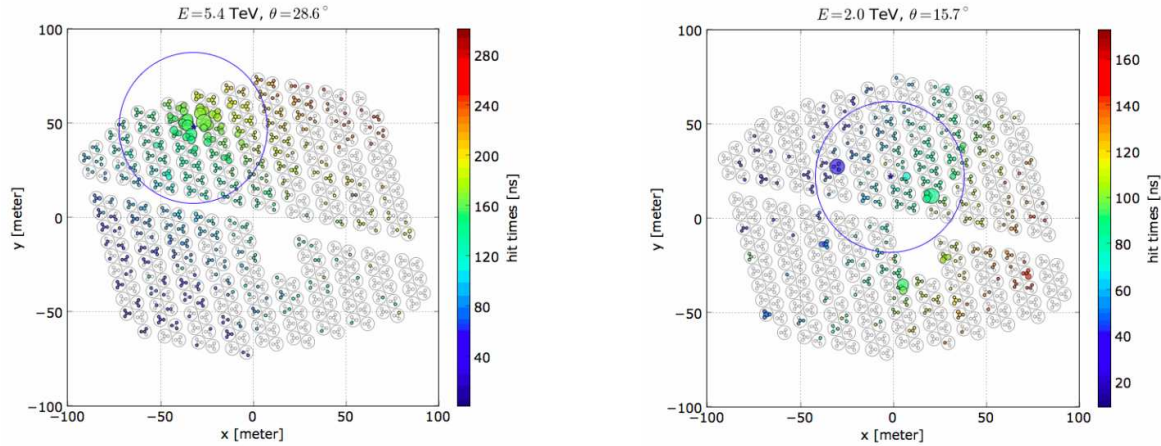


FIGURE 5.10 – *Gauche : simulation d'un événement gamma sur le détecteur HAWC. Droite : simulation d'une gerbe hadronique. Le cercle bleu représente la position du paramètre d'impact reconstruit et son erreur associée. Crédit : <http://hawc.umd.edu/>.*

Cette technique de discrimination permet d'espérer un rejet efficace de 99% des hadrons au-dessus de 3 TeV. Cette efficacité est donc bien supérieure à celle de Milagro qui obtenait un rejet de 90% des hadrons à 50 TeV. La résolution angulaire attendue est également bien meilleure, de l'ordre de 0.1° au-dessus de 10 TeV.

LHAASO

Ce projet ambitieux devrait être situé près de la province du Yunnan en Chine à une altitude d'environ 4300 m. Il sera constitué de plusieurs types de détecteurs combinant les différentes techniques développées pour l'étude des rayons cosmiques et des gammas [LHAASO 2011].

LHAASO (Large High Altitude Air Shower Observatory) comportera :

- un réseau de détecteurs à muons et électrons sur une surface de 1 km^2 ,
- un réseau de scintillateurs de 5000 m^2 de type Tibet III,
- 4 bassins à eau de type Milagro,
- 3 télescopes à fluorescence,
- 2 télescopes à effet Tcherenkov.

L'agencement prévu du détecteur est représenté sur la figure 5.11. L'utilisation de ces différents détecteurs complémentaires permettra d'observer le ciel en gamma au-dessus de 100 GeV avec un grand champ de vue. La découverte et le suivi de nouvelles sources extragalactiques permettra d'étudier leur variabilité en détail. L'observation de sursauts gammas est également un objectif important de ce projet. La sensibilité aux sources ponctuelles attendue au-dessus de 100 GeV est de l'ordre de 2% du flux de la nébuleuse du Crabe dans tout le ciel visible depuis l'hémisphère nord grâce aux cuves à eau de type Milagro. La comparaison de la sensibilité attendue avec celle d'instruments en fonctionnement et de futurs projets est représentée sur

la figure 5.11. La bande d'énergie accessible s'étend jusqu'à 1 PeV environ. L'observation de rayons gamma à ces énergies démontrerait leur origine hadronique, les électrons cosmiques ne pouvant produire de rayons gamma à de telles énergies. Cela permettrait donc d'identifier de manière indiscutable certains sites d'accélération de rayons cosmiques.

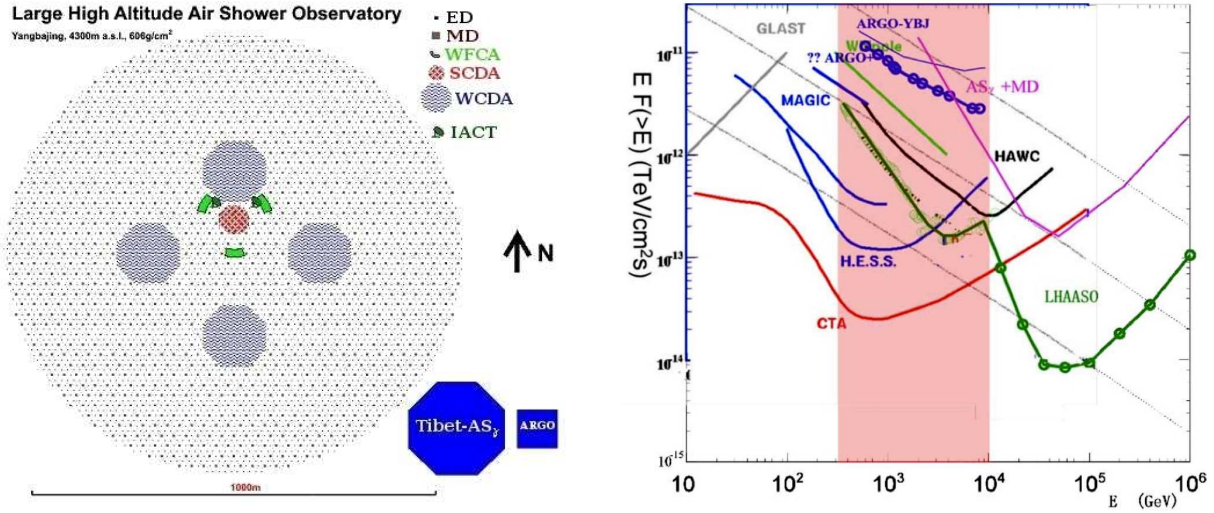


FIGURE 5.11 – *Gauche* : Disposition des différents instruments sur le site de LHAASO composés de détecteurs à électrons (ED), à muons (MD), de scintillateurs (SCDA), de bassins de type Milagro (WCDA) et de télescopes à fluorescence (WFCA) et à effet Tcherenkov (IACT). La surface des détecteurs de particules actuels est représentée en bas à droite en comparaison. *Droite* : Comparaison de la sensibilité obtenue ou attendue par différentes expériences en astronomie gamma. On voit que LHAASO devrait avoir une sensibilité supérieure à CTA au-delà de 10 TeV et améliorera considérablement les performances obtenues par Tibet-AS γ dans la même bande en énergie.

LHAASO est aussi conçu pour étudier les rayons cosmiques dans la bande d'énergie autour du genou et jusqu'à plus de 100 PeV. L'altitude de 4300 m est en effet optimale pour minimiser les fluctuations des gerbes hadroniques produites par des cosmiques de 10^{15} eV environ. La mesure précise de la composition des cosmiques à ces énergies devrait permettre de mieux comprendre le changement de pente observé dans le spectre du rayonnement cosmique.

Des prototypes des différents détecteurs sont actuellement testés sur le site de Tibet-AS γ et ARGO-YBJ, dont l'altitude est similaire à celle du futur site.

5.2.3 Les télescopes à effet Tcherenkov

On décrit ici uniquement les détecteurs utilisant la technique de l'imagerie Tcherenkov, mais il existe une autre technique : celle de l'échantillonnage spatio-temporel du front lumineux consistant à mesurer le temps d'arrivée et l'amplitude du front d'onde de la lumière Tcherenkov émise par les particules des gerbes atmosphériques. Cette technique a notamment été développée sur le site de Themis dans les Pyrénées Orientales par les expériences THEMISTOCLE [Baillon 1993], ASGAT [Goret 1993] et CELESTE [de Naurois 2001] par exemple.

Les télescopes imageurs Tcherenkov tirent parti de la lumière Tcherenkov émise par les particules secondaires des gerbes. En effet ces particules vont plus vite que la vitesse de la lumière dans l'air (c/n , avec n l'indice de réfraction), et émettent donc un flash Tcherenkov dans le visible et le proche ultraviolet. Ce flash a une forme de cône avec un angle d'environ 1° (voir figure 5.12) et une durée de quelques nanosecondes. La tache Tcherenkov au sol a un rayon typique de 120 m pour une gerbe dont le développement maximum se situe à environ 10 km, correspondant à une énergie de l'ordre du TeV.

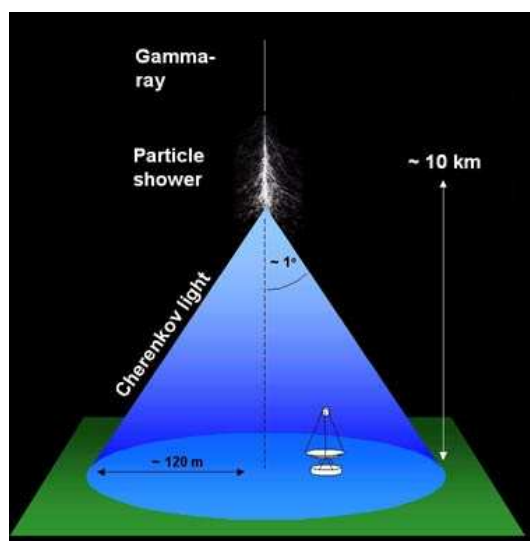


FIGURE 5.12 – Schéma du cône Tcherenkov produit par une gerbe électromagnétique. Crédit : W. Hofmann.

Les télescopes à imagerie Tcherenkov comportent une grande surface de miroirs destinée à collecter la lumière Tcherenkov émise et à la renvoyer vers une caméra constituée de photomultiplicateurs très sensibles. L'image de la gerbe à travers son émission Tcherenkov est donc projetée dans le plan de la caméra, permettant de remonter à la direction et l'énergie du gamma incident à l'aide de différentes méthodes de reconstruction détaillées dans le chapitre 6. La stéréoscopie, consistant à observer la gerbe sous différents angles à l'aide de plusieurs télescopes, permet d'améliorer considérablement la reconstruction des événements et le rejet du bruit de fond.

Le principal avantage de ce type d'instrument est la bonne discrimination du bruit de fond, dont nous détaillerons les techniques au chapitre 6, ainsi que les performances obtenues en terme de résolution angulaire et en énergie. Cependant, cet atout doit faire face à quelques inconvénients, à savoir le petit champ de vue (quelques degrés) qui impose un fonctionnement en mode pointé, et un temps d'observation réduit. En effet, la lumière Tcherenkov détectée est très faible et nécessite d'observer lorsque la Lune est entre son dernier et premier quartier (voire en l'absence totale de Lune pour les télescopes de H.E.S.S.). Le temps total d'observation est donc limité à environ 1200h par an. De plus, le ciel doit être parfaitement clair, le temps d'observation est donc réduit lorsque la météo n'est pas favorable.

Trois réseaux de télescopes à effet Tcherenkov sont en opération actuellement : deux dans l'hémisphère nord, MAGIC et VERITAS, et un dans l'hémisphère sud, H.E.S.S., qui est le détecteur utilisé pour cette thèse et sera détaillé plus loin. Le fait d'avoir des instruments dans chaque hémisphère présente l'intérêt d'avoir une couverture complète du ciel, la visibilité n'étant pas la même au nord et au sud (voir figure 5.13). On note toutefois qu'il existe une zone de recouvrement accessible par tous ces instruments à plus ou moins grand angle zénithal³.

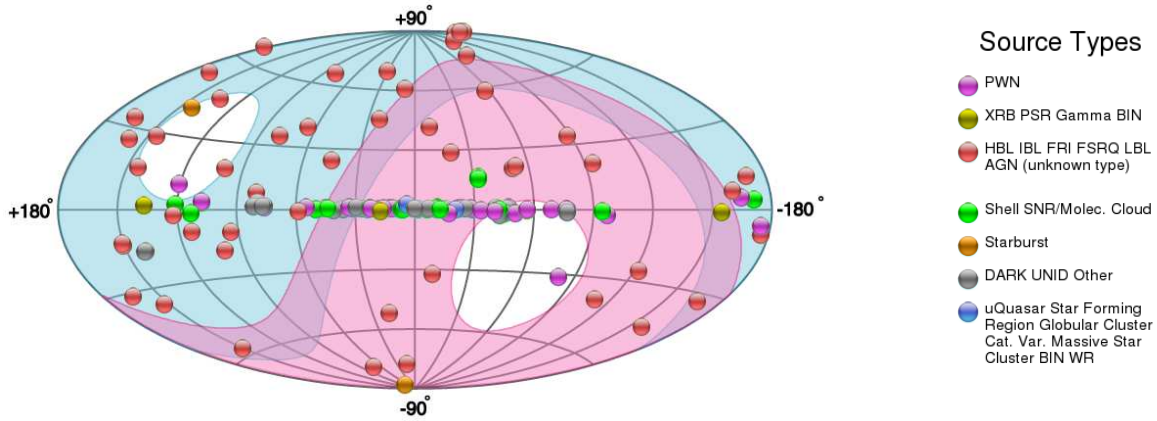


FIGURE 5.13 – Sources du catalogue *TeVcat* en coordonnées galactiques et visibilité accessible par *VERITAS/MAGIC* (en bleu) ainsi que pour *H.E.S.S.* (en rose). Crédit : <http://tevcatalog.uchicago.edu/>.

MAGIC (Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov telescope) [Baixeras 2004] est situé à La Palma, aux îles Canaries. Fonctionnant initialement en mono-télescope, un deuxième télescope a été ajouté en 2009 [Aleksić 2012] permettant d'observer en stéréoscopie (voir figure 5.14). Chaque télescope comporte une surface de miroirs de 236 m² et une caméra composée de 576 photomultiplicateurs (PMTs) de deux types (les PMTs centraux sont plus petits que ceux à la périphérie, impliquant une pixelisation plus fine au centre). Le seuil en énergie accessible par MAGIC est très bas (environ 50 GeV) et un de ses atouts est sa capacité à pointer les télescopes très rapidement dans une direction donnée (environ 40 secondes), ce qui permet d'observer des événements transitoires très brefs comme les sursauts gammas.

VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System) [Holder 2006] est situé en Arizona et comporte quatre télescopes de 12 m de diamètre (voir figure 5.15) et des caméras de 499 PMTs, conduisant à un champ de vue de 3.5° et une bande d'énergie accessible de 100 GeV à 30 TeV environ. La résolution angulaire obtenue est de 0.1° à 1 TeV et la sensibilité à 1% du Crabe est atteinte en 30h d'observations.

VERITAS et MAGIC ont permis de découvrir à ce jour respectivement 16 et 19 sources au TeV dans l'hémisphère nord⁴, la plupart étant des sources extragalactiques comme on peut le voir sur la figure 5.13.

3. L'angle zénithal correspond à l'angle d'inclinaison par rapport à la verticale.

4. <http://tevcatalog.uchicago.edu/>



FIGURE 5.14 – Photographie des télescopes de MAGIC. Crédit : <http://magic.mppmu.mpg.de/>.



FIGURE 5.15 – Photographie des télescopes de VERITAS. Crédit : <http://veritas.sao.arizona.edu/>.

5.3 Le réseau de télescopes H.E.S.S.

La première phase de H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) [Bernlöhr 2003] est un réseau de 4 télescopes situé en Namibie dans les Khomas Highlands, à 1800 m d'altitude ($23^{\circ} 16' 18.4''$ Est, $16^{\circ} 30' 0.08''$ Sud). Le site a été choisi pour son élévation qui permet de collecter suffisamment de lumière Tcherenkov provenant des gerbes atmosphériques (car la lumière Tcherenkov s'atténue fortement avec l'altitude) et pour son caractère isolé, permettant de s'affranchir des lumières artificielles parasites. De plus, sa situation dans l'hémisphère sud permet d'observer une grande partie du plan galactique et d'avoir un bon accès aux parties centrales de la Galaxie.

Les télescopes ont une surface de miroirs de 107 m^2 et les caméras comportent chacune 960 pixels, avec autant de PMTs, couvrant un champ de vue total de 5° . Les télescopes sont placés sur un carré de 120 m de côté (voir figure 5.16), optimisant ainsi la détection en stéréoscopie des gerbes produites par des gammas d'énergie autour du TeV pour lesquelles la tache de la lumière Tcherenkov au sol s'étend sur 250 m de diamètre environ.

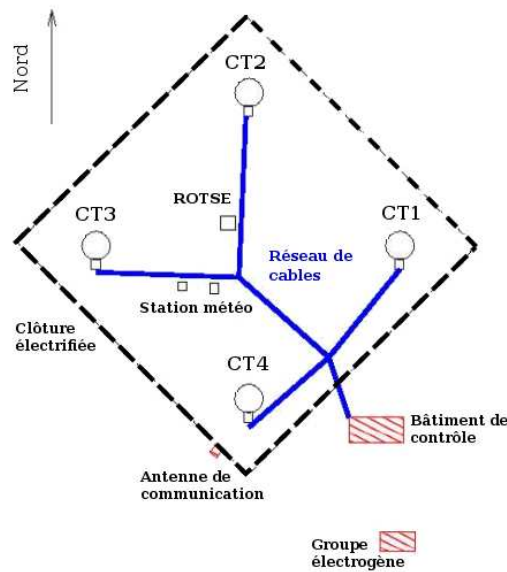


FIGURE 5.16 – *Disposition des télescopes de la première phase de H.E.S.S. et des différentes structures sur le site. Chaque télescope est numéroté de CT1 à CT4 (pour Cherenkov Telescope 1 à 4). Crédit : <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>.*

5.3.1 Structure et miroirs

Les quatre télescopes de la première phase de H.E.S.S. ont une structure en acier de type alt-azimutale (voir figure 5.17) permettant de pointer n'importe quelle direction dans le ciel. Les télescopes peuvent pivoter autour de l'axe vertical grâce à des rails circulaires de 13.6 m de diamètre. La vitesse de rotation correspondante est de 100° par minute et permet de changer

de direction d'observation assez rapidement en cas d'événements transitoires brefs comme les sursauts gammas. La précision de pointé est de 3 arcsecondes [Gillesen 2003].

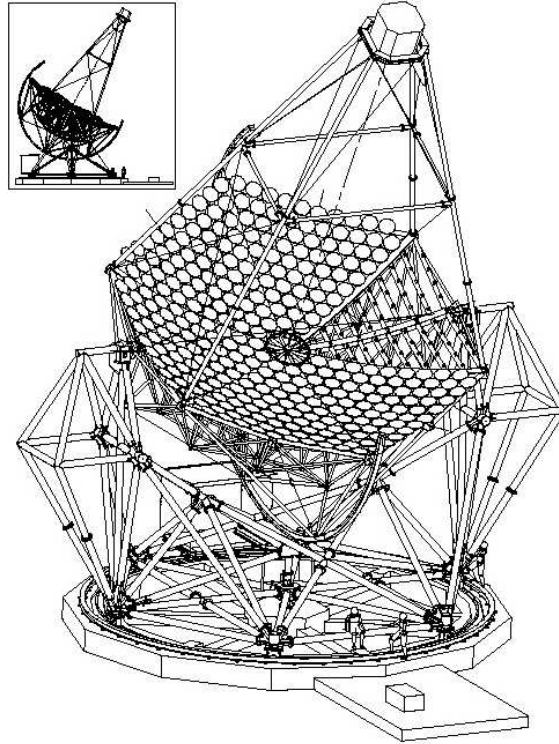


FIGURE 5.17 – Schématisation de la structure d'un télescope de H.E.S.S. Crédit : <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>.

La lumière Tcherenkov que l'on veut détecter étant très faible, il est donc nécessaire d'avoir une grande surface de collection pour atteindre une sensibilité raisonnable. La surface effective de détection est de l'ordre de 10^5 m^2 pour le réseau et correspond à la surface au sol dans laquelle les gerbes peuvent être détectées. Une grande surface de miroirs permet quant à elle d'abaisser le seuil en énergie accessible. La surface réfléchissante de chaque télescope est composée de 380 miroirs placés sur une structure en toile d'araignée selon un montage Davies-Cotton [Lewis 1990] (structure sphérique avec un rayon de courbure de 15 m). Les miroirs sont circulaires (60 cm de diamètre) et hémisphériques avec un rayon de courbure de 30 m, permettant de renvoyer la lumière collectée vers la caméra située au plan focal (15 m au-dessus). La présence de la caméra fait de l'ombre sur les miroirs, la surface de réflexion effective est donc réduite à 94 m^2 .

La réflectivité nominale des miroirs est d'au moins 80% entre 300 et 600 nm mais elle se dégrade au fur et à mesure des années à cause du vieillissement et du dépôt de poussière sur les miroirs. Or une forte baisse de la réflectivité entraîne une diminution de la sensibilité de l'instrument et une augmentation du seuil en énergie. C'est pourquoi les miroirs d'origine des télescopes ont tous été remplacés récemment afin de restaurer les caractéristiques initiales.

Chaque miroir est monté sur un support motorisé (voir figure 5.18) permettant de l'orienter de façon précise. La procédure d'alignement, décrite dans [Cornils 2003], est réalisée en pointant

le télescope vers une étoile donnée. Chaque miroir renvoie l'image de l'étoile sur le capot de la caméra jouant le rôle d'un écran. Une caméra CCD placée au centre de la surface de miroirs va observer les images sur l'écran et chaque miroir est aligné individuellement jusqu'à obtenir une image unique de l'étoile (voir figure 5.19).

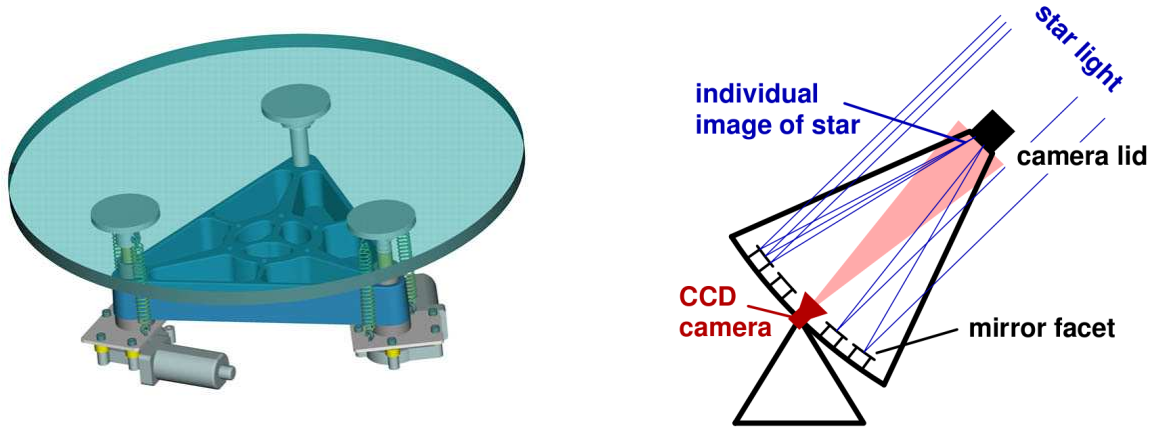


FIGURE 5.18 – *Gauche : schéma du montage d'un miroir sur son support motorisé. Droite : schéma de la procédure d'alignement des miroirs.*

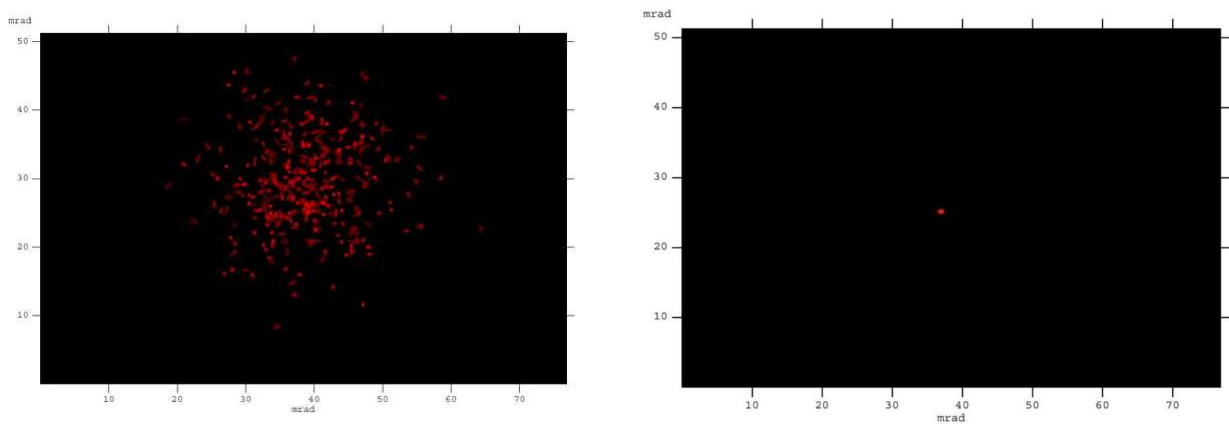


FIGURE 5.19 – *Gauche : image observée par la caméra avant l'alignement. Droite : image obtenue après alignement.*

5.3.2 Caméras

Les caméras des télescopes H.E.S.S. (phase 1) sont placées au plan focal des télescopes grâce à quatre bras en acier. Elles font chacune 1.5 m de diamètre et pèsent 900 kg (voir figure 5.20) [de Naurois 2012]. Elles sont composées de 960 photomultiplicateurs soumis à une haute tension d'environ 1000 V et qui vont détecter les photons Tcherenkov pour les convertir en signal électrique. L'efficacité de conversion (efficacité quantique \times efficacité de collection) est

d'environ 20% dans la gamme de longueurs d'onde de la lumière Tcherenkov observée (300-600 nm).

Les photomultiplicateurs sont regroupés en tiroirs (voir figure 5.21) facilement amovibles pour effectuer des réparations lorsqu'une voie électronique est défectueuse. Chaque pixel a un angle d'ouverture de 0.16° conduisant à un champ de vue total de 5° pour la caméra, idéal pour contenir les images de gerbes dont la taille caractéristique est d'environ 1 à 2° , et disposant d'une fine pixelisation permettant de voir la structure des images en détail.

Des cones de Winston de forme hexagonale (visibles sur la figure 5.20) sont placés devant chaque PMT et sont destinés à augmenter la quantité de lumière collectée [Bernlöhr 2003]. En effet ils permettent d'éviter les "zones mortes" entre les PMTs qui ont une surface de détection circulaire. De plus ils limitent l'angle solide du miroir vu par les PMTs et réduisent la quantité de lumière parasite.

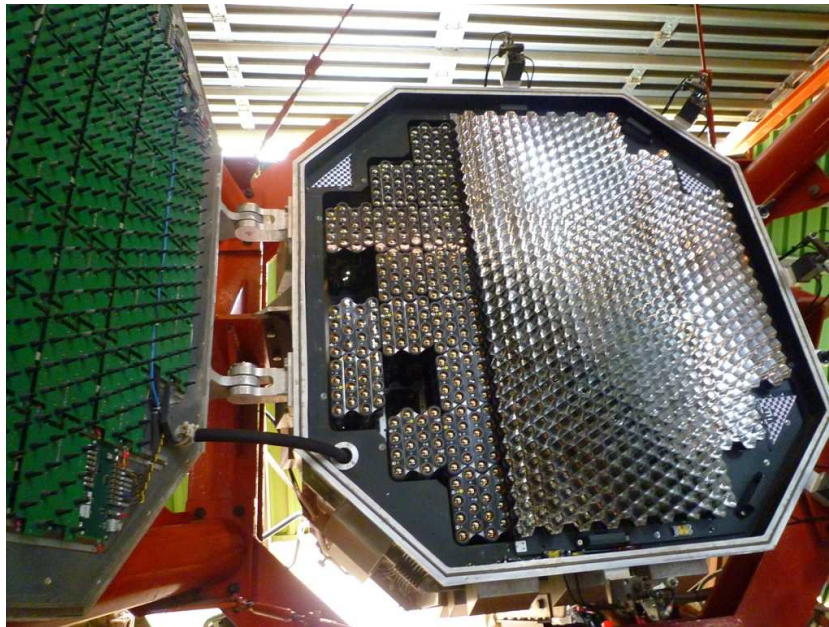


FIGURE 5.20 – Photographie de la caméra d'un télescope de H.E.S.S. prise lors d'un shift en Namibie. On voit les PMTs regroupés en tiroirs à gauche et la structure en alvéoles des cones de Winston sur la droite.

Déclenchement et acquisition

Le déclenchement et le traitement des données se font par électronique embarquée, directement au sein des tiroirs, ce qui permet de limiter la déformation des signaux.

L'électronique est divisée en deux parties : le déclenchement (trigger) et l'acquisition. Le signal est échantillonné à l'aide d'une mémoire analogique (ARS pour Analogic Ring Sampler) où il est conservé pour un temps limité à 128 ns mais il n'est digitalisé que si le niveau de déclenchement est atteint. Pour cela, les caméras sont divisées en différents secteurs se recouvrant et regroupant chacun plusieurs tiroirs. Cette sectorisation permet de limiter les déclenchements fortuits correspondant à des bruits de fond. En effet on s'intéresse au cas où plusieurs pixels voisins ont collecté suffisamment de lumière et on veut rejeter les pixels isolés.

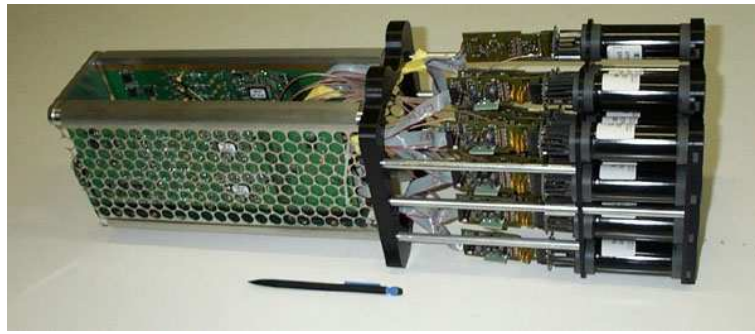


FIGURE 5.21 – Photographie d'un tiroir d'une caméra de H.E.S.S. Les 16 PMTs sont visibles sur la droite et reliés aux cartes électroniques embarquées responsables du déclenchement et de l'acquisition à gauche. Crédit : LPNHE.

Un premier trigger local est appliqué pour chaque caméra et requiert :

- un minimum de 5 photoélectrons par pixel,
- un signal détecté dans 2 à 4 pixels dans au moins un secteur.

Le réseau de télescopes H.E.S.S. fonctionne selon le principe de stéréoscopie et exige donc un minimum de deux télescopes ayant déclenché en coïncidence temporelle. C'est le rôle du trigger central. Lorsqu'un événement passe le seuil de déclenchement d'un télescope, un signal est envoyé via une fibre optique vers le trigger central situé dans le bâtiment de contrôle. À la réception du signal, le trigger central ouvre une fenêtre de temps de 330 ns pendant laquelle il attend un signal provenant d'au moins un autre télescope [Funk 2004]. La largeur de cette fenêtre a été déterminée de façon à avoir une optimisation des coïncidences, tout en ayant le moins de coïncidences fortuites possible. Si un autre télescope a déclenché pendant ce temps, le trigger central ordonne aux modules de gestion des caméras déclenchées de digitaliser et enregistrer les données. Dans le cas contraire, l'échantillonnage est effacé de la mémoire analogique.

Ce système de coïncidence permet d'éliminer significativement certains bruits de fond comme les muons isolés qui seront majoritairement observés par un télescope seulement. De plus, l'acquisition rapide de l'électronique permet de réduire la contamination du bruit de fond de ciel, comme on le verra au chapitre 6. Le taux de déclenchement d'un télescope seul est d'environ 1 kHz mais la stéréoscopie permet de réduire ce taux à 270 Hz environ [Funk 2004].

Digitalisation

Lorsque plusieurs télescopes ont déclenchés lors de la fenêtre de temps du trigger central, les données sont enregistrées depuis les ARS. Le signal en sortie des PMTs est amplifié avec un système de gain à deux niveaux (haut et bas) et les deux gains sont envoyés séparément dans les mémoires analogiques. Lors de l'analyse, les signaux forts seront lus avec le bas gain et les plus faibles avec le haut gain, ce qui permet d'avoir une plus grande gamme dynamique (de 0.1 à 2000 photoélectrons par pixel).

5.3.3 Déroulement des observations

Afin de réduire au maximum les bruits de fond parasites comme le bruit de fond de ciel, les observations ont lieu uniquement par ciel clair, lorsque la Lune n'est pas visible et que le Soleil est à plus de 18° sous l'horizon.

Comme le calendrier des observations est régi par le cycle de la Lune, ce dernier est divisé en *shifts* de 25 jours environ et correspondant à un cycle complet lunaire (de pleine Lune à pleine Lune). La durée d'observation par nuit augmente petit à petit jusqu'au moment de la nouvelle Lune où les observations sont possibles pendant toute la nuit, puis diminue jusqu'à la fin du cycle.

Les observations de sources sont programmées à l'avance par un comité d'observation qui examine les propositions faites par les membres de la collaboration en fonction de la visibilité des sources au cours de l'année (voir exemple figure 5.22) et de leur intérêt scientifique. En cas d'alerte d'événement transitoire comme un sursaut gamma ou une émission accrue ("flare") provenant d'une source particulière, les observations peuvent être interrompues afin de pointer les télescopes dans la direction concernée.

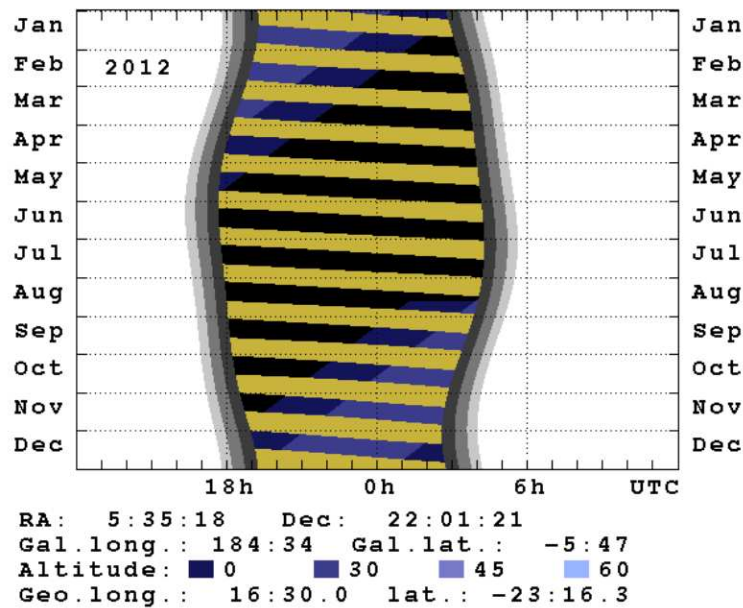


FIGURE 5.22 – Visibilité de la nébuleuse du Crabe au cours de l'année 2012. L'altitude correspond à 90° moins l'angle zénithal. Une altitude de 0 correspond donc à l'horizon. Les bandes jaunes correspondent au moment où la Lune est levée et où les observations ne sont pas possibles. Les bandes grises correspondent au coucher et lever du Soleil (la partie blanche représente la journée). On voit ici que la nébuleuse du Crabe est visible à un angle zénithal de 45° de janvier à mars puis de août à décembre.

Les observations sont divisées en *runs* durant 28 minutes chacun. Cette durée a pour but de limiter le volume des données et d'éviter une trop grande variation de l'angle zénithal au cours de la prise de données. Des runs de calibration sont également effectués régulièrement afin de bien maîtriser les systématiques de l'instrument. La calibration des piédestaux (ligne de

base de l'électronique quand aucun signal n'est observé), en l'absence de lumière, de la réponse des PMTs pour un unique photoélectron et de l'homogénéisation de la réponse de la caméra (*flatfielding*) doivent donc être réalisées toutes les deux nuits [de Naurois 2012]. De plus, afin de conserver une bonne précision de pointé, des runs de pointé doivent être pris en début en fin de *shift* consistant à pointer les télescopes vers des étoiles brillantes et à observer les images sur le capot de la caméra à l'aide d'une caméra CCD.

5.3.4 H.E.S.S. II

L'année 2012 marque un tournant pour l'expérience H.E.S.S.. En effet l'expérience entre avec succès dans sa deuxième phase avec l'ajout d'un cinquième télescope au réseau (CT5). Ce télescope de 28m de diamètre est le plus grand télescope à effet Tcherenkov jamais construit à ce jour (voir figure 5.23).



FIGURE 5.23 – Phase 2 de l'expérience H.E.S.S. : le cinquième télescope CT5 a été ajouté au centre du réseau. Crédit : C. Medina.

Composé de miroirs hexagonaux montés sur une structure parabolique de $24\text{ m} \times 32\text{ m}$ et atteignant une surface de collection totale de 614 m^2 , ce télescope va permettre au réseau d'abaisser son seuil en énergie à 30 GeV environ. La structure de la caméra est similaire à celle des plus petits télescopes mais elle comporte 2048 PMTs conduisant à un champ de vue de 3.5° . Elle se situe à 36 m de la surface de miroirs et pèse près de 3 tonnes à elle seule. Malgré sa taille impressionnante et ses 600 tonnes, CT5 a une vitesse de rotation deux fois plus rapide que les autres télescopes autour de son axe vertical, permettant de pointer rapidement en cas de sursaut gamma.

Avec deux types de télescopes observant en même temps, H.E.S.S. II est le premier réseau de télescopes Tcherenkov hybride et ouvre ainsi la voie au futur projet CTA décrit dans la section suivante.

La sensibilité et la résolution angulaire du réseau vont être améliorées avec l'ajout du cinquième télescope, en effet le nombre de télescopes déclenchés en stéréoscopie (multiplicité) sera plus grand en moyenne. Cependant, comme CT5 sera le seul à pouvoir observer des gerbes en dessous de 100 GeV, un fonctionnement en mono-télescope et un système de déclenchement de niveau 2 sera appliqué à ces événements. La difficulté principale de ce type d'acquisition réside dans le taux de déclenchement. En effet, à plus basse énergie le bruit de fond des cosmiques est encore plus important et on attend un taux de déclenchement de 2 kHz pour CT5 seul. Le système de déclenchement prévu consiste donc à effectuer une pré-analyse des données à l'aide de paramètres géométriques de la gerbe détectée afin de rejeter une partie du bruit de fond hadronique en direct.

Les premiers événements ont pu être observés par H.E.S.S. II le 26 juillet 2012. Un exemple d'événements vu en stéréoscopie par les cinq télescopes est donné sur la figure 5.24.

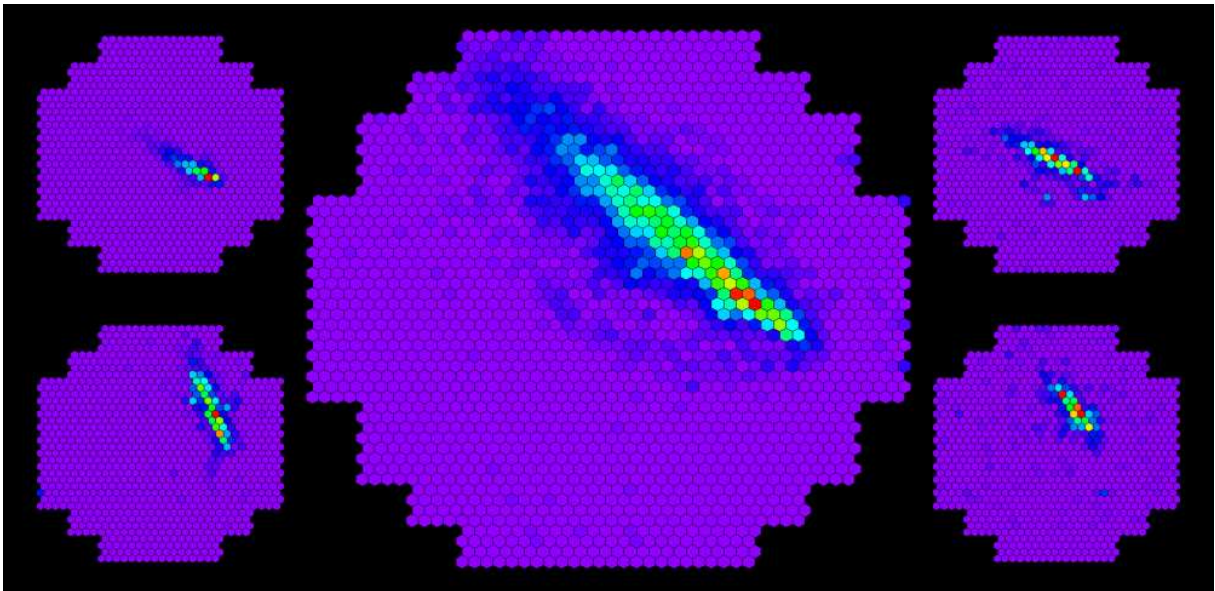


FIGURE 5.24 – *Premiers événements enregistrés par le réseau de télescopes H.E.S.S. II. Au centre la caméra de CT5 et de part et d'autre les caméras des télescopes CT1 à CT4. Crédit : [http ://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/](http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/).*

5.4 Projets futurs

Les réseaux de télescopes actuels ont fait de gros efforts pour améliorer leurs performances au niveau de l'instrumentation et grâce à des techniques d'analyse toujours plus sensibles. Cependant, ces performances sont limitées par le faible nombre de télescopes et le manque de souplesse des dispositifs. C'est pourquoi le futur de l'imagerie Tcherenkov est en préparation et le principal projet, CTA (Cherenkov Telescope Array) [Actis 2011], pourrait voir le jour vers

2020. Ce projet, mis en place par une collaboration à l'échelle mondiale regroupant les plus grands spécialistes du domaine, tirera parti de toutes les connaissances acquises au travers des différents instruments en opération actuellement. La gamme en énergie sera étendue de 10 GeV à 100 TeV et la sensibilité améliorée d'un facteur 5 à 10 par rapport aux expériences actuelles (voir figure 5.11).

Le réseau situé dans l'hémisphère sud couvrira une surface d'environ 1 km² et sera constitué de trois types de télescopes de différentes tailles permettant d'accéder à différentes gammes en énergie (voir figure 5.25) :

- les petits télescopes de 4 à 6 m de diamètre pourront sonder les énergies supérieures à 10 TeV avec un champ de vue d'environ 10°,
- les télescopes de taille moyenne (équivalente à celle des télescopes H.E.S.S. ou VERITAS) auront une gamme d'énergie de 100 GeV à quelques 10 TeV avec un champ de vue de 7 à 8°,
- quelques télescopes de grande taille, environ 24 m de diamètre (de type intermédiaire entre MAGIC et H.E.S.S. II), permettront d'abaisser le seuil en énergie à quelques 10 GeV mais avec un champ de vue réduit à 4-5°.

Il est également prévu de construire un réseau dans l'hémisphère nord mais avec seulement les télescopes de tailles moyennes et grandes permettant de sonder la gamme d'énergie entre 10 GeV et 10 TeV.

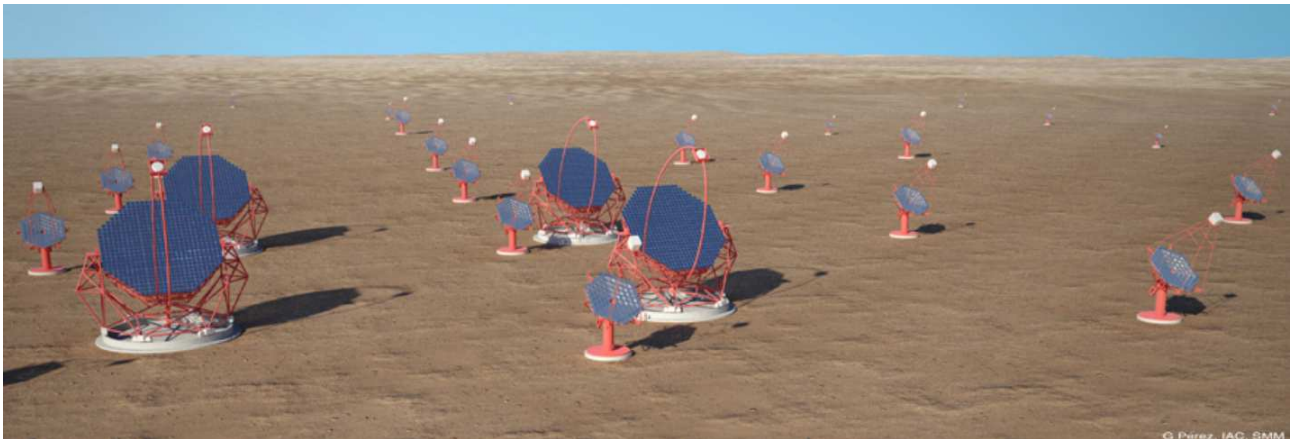


FIGURE 5.25 – *Vue d'artiste du réseau de télescopes CTA. Crédit : <http://www.cta-observatory.org/>.*

Avec une amélioration de la sensibilité d'un facteur 10 environ, ce projet devrait permettre de multiplier par 10 le nombre de sources observées au TeV et de sonder leurs propriétés en détail, permettant peut-être de finalement lever le voile sur le mystère de l'origine des rayons cosmiques.

Analyse et méthodes

Sommaire

6.1	Reconstruction des événements	123
6.1.1	Nettoyage des images	123
6.1.2	Méthode de Hillas	124
6.1.3	Model	131
6.1.4	Model 3D	132
6.2	Reconstruction de l'énergie	134
6.3	Analyse Multi-variée (MVA)	135
6.3.1	Paramètres discriminants	136
6.3.2	Déroulement de l'analyse Paris-MVA	139
6.3.3	Définition des coupures	139
6.4	Soustraction du bruit de fond résiduel	140
6.4.1	La méthode On - Off	140
6.4.2	Les régions d'exclusion	143
6.5	Fonctions d'instrument	143
6.5.1	Acceptances radiales	143
6.5.2	GRA	144
6.5.3	PSF	145
6.5.4	Surfaces de collection	148
6.5.5	Résolution en énergie	150
6.6	Création de cartes et spectres	150
6.6.1	Cartes d'excès	150
6.6.2	Cartes de significativité	151
6.6.3	Spectres en énergie	153
6.6.4	Courbes de lumière	154
6.6.5	Erreurs systématiques	155

Ce chapitre a pour but de décrire le déroulement de l'analyse avec la technique d'imagerie Tcherenkov. Les étapes principales de l'analyse sont :

- La calibration qui a pour objectif d'étalonner les intensités mesurées en fonction des effets atmosphériques et instrumentaux et de déterminer les voies électroniques défaillantes. Elle détermine notamment les piédestaux enregistrés lors des observations (i.e. les lignes de base des voies électroniques), les valeurs des gains à haute et faible amplification ainsi

que l'étalonnage de l'efficacité optique à partir des muons observés sur les caméras. Plus de détails sur cette étape sont donnés dans [Rolland 2005, Lemoine-Goumard 2006a]. Par souci de redondance, deux types de calibration existent au sein de la collaboration H.E.S.S. (française et allemande). Elles donnent des résultats compatibles.

- La reconstruction des événements observés sur les caméras afin de remonter à la direction d'arrivée des rayons gammas et à leur énergie et de construire des paramètres discriminants visant à distinguer les gammas des hadrons.
- La discrimination du bruit de fond destinée à différencier les rayons cosmiques hadroniques des gammas, basée sur des considérations géométriques à l'aide de paramètres d'échelle moyennés sur toutes les caméras.
- La soustraction du bruit de fond résiduel constitué d'électrons cosmiques dont les gerbes atmosphériques sont identiques à celles des gammas, et ne sont donc pas différenciables par des critères de forme, ainsi que les hadrons ressemblant à des gammas (γ -like).
- L'utilisation de fonctions d'instrument (acceptance, résolution, ...) caractérisant le détecteur en fonction des conditions d'observations à appliquer aux données observées.
- La production de cartes du ciel permettant de rechercher des sources ou d'étudier leur morphologie et la création de spectres en énergie des objets étudiés qui, à l'aide des données multi-longueurs d'onde disponibles, permettent de contraindre la nature des sources.

De nombreuses méthodes d'analyse ont été développées au sein de la collaboration H.E.S.S. et permettent de confirmer la détection des sources observées dans la politique dite du “*cross-check*” qui veut que deux analyses indépendantes confirment la détection d'une source particulière avant de la publier. Ces méthodes ne sont pas toutes totalement indépendantes car certaines étapes de l'analyse sont communes.

Des simulations d'événements sont nécessaires à plusieurs étapes de l'analyse, notamment lors de la production des fonctions d'instrument ou du développement de nouvelles méthodes de discrimination. On utilise donc des simulations Monte-Carlo de gammas de type KASKADE [Kertzman 1994] qui dépendent de différentes conditions observationnelles comme l'efficacité optique des miroirs (définie par rapport à l'efficacité optique nominale), l'angle zénithal de la direction d'observation et la position de la source étudiée par rapport à la direction d'observation (offset). Ces simulations dépendent de plus de l'azimut des sources considérées (nord ou sud), en effet le champ magnétique terrestre va avoir un effet non négligeable sur le développement des gerbes atmosphériques. Des simulations de hadrons sont également disponibles mais on utilise plus généralement les hadrons observés dans les données réelles, dans des champs de vue hors du plan galactique où aucune source gamma n'est observée. L'utilisation de ces données requiert en effet beaucoup moins de temps de calcul et représente mieux la réalité.

Dans ce chapitre nous allons voir plus en détail les différentes étapes de l'analyse après calibration : les différentes méthodes de reconstruction utilisées au sein de l'expérience H.E.S.S. ainsi que les paramètres de discrimination du bruit de fond associés. Nous décrirons le principe

de l'analyse multi-variée ainsi que la méthode de reconstruction de l'énergie qui seront utilisées par la suite. Puis nous exposerons les méthodes de soustraction du bruit de fond résiduel constitué par les électrons cosmiques. Nous verrons également les différentes fonctions d'instrument nécessaires à la caractérisation du détecteur en fonction des paramètres observationnels. Enfin, nous expliquerons comment sont créées les cartes du ciel et la méthode d'extraction des spectres en énergie.

6.1 Reconstruction des événements

La reconstruction des événements a deux buts principaux :

- reconstruire les paramètres intrinsèques des cascades atmosphériques (direction, point d'impact au sol, énergie, ...)
- fournir des variables discriminantes permettant de réduire considérablement le bruit de fond constitué par les rayons cosmiques.

Le principe de la stéréoscopie introduit par la collaboration HEGRA [Daum 1997] a permis d'améliorer significativement la reconstruction en tirant parti des différentes vues d'une même gerbe (voir section 6.1.2). La fine pixelisation introduite par la collaboration CAT [Piron 2001] permet de plus d'avoir une bonne définition des images. Il existe plusieurs méthodes de reconstruction offrant chacune leurs avantages et inconvénients en terme de temps de calcul et de sensibilité. Ces techniques sont complémentaires car elles sont sensibles à différentes propriétés des gerbes et peuvent donc être utilisées pour faire des analyses croisées (*cross-check*). Pour la même raison il est également possible de combiner ces méthodes dans une optique d'amélioration de la résolution angulaire et de la sensibilité, notamment pour l'étude des sources faibles.

L'utilisation de certaines méthodes de reconstruction nécessite au préalable un nettoyage des images observées sur les caméras afin de s'affranchir des fluctuations du bruit de fond de ciel. Nous allons décrire brièvement cette étape puis nous détaillerons les trois principales méthodes de reconstruction utilisées au sein de la collaboration H.E.S.S. et les paramètres de discrimination des hadrons associés dans la suite.

6.1.1 Nettoyage des images

Le principal bruit de fond en imagerie Tcherenkov est le bruit de fond du ciel (appelé NSB pour Night Sky Background) constitué de la lumière des étoiles et de la Galaxie, de la scintillation de la haute atmosphère ainsi que de photons parasites causés par des sources de lumière lointaines comme celle des éclairs par exemple. Ces photons arrivent soit directement sur les miroirs soit par réflexion sur le sol ou la structure des télescopes. L'électronique rapide des caméras permet de s'affranchir d'une partie de ce bruit de fond, comme le montre la figure 6.1 qui représente l'image d'une gerbe sur une caméra de H.E.S.S. avec différents temps d'intégration. Une très bonne résolution en temps (d'environ 10 ns) est nécessaire pour distinguer la gerbe, dont le flash Tcherenkov dure quelques nanosecondes.

De plus, il est nécessaire de “nettoyer” les images observées afin de s’affranchir de toute fluctuation due au NSB et de sélectionner uniquement les pixels contenant des photons Tche-renkov. Pour cela on applique aux images un algorithme à deux niveaux qui sélectionne les pixels au-dessus d’un seuil S_1 ayant au moins un pixel voisin au-dessus d’un seuil S_2 et inversement [Aharonian 2006c]. Les seuils (S_1 , S_2) utilisés (en nombre de photo-électrons) sont ici de (5, 10) pour la reconstruction *Hillas* et (5, 7) pour *Model3D* que nous décrirons dans la suite. Cette technique prend en compte les caractéristiques spatiales des images des gerbes et permet d’éliminer les photons du NSB arrivant aléatoirement sur les caméras de manière simple et rapide.

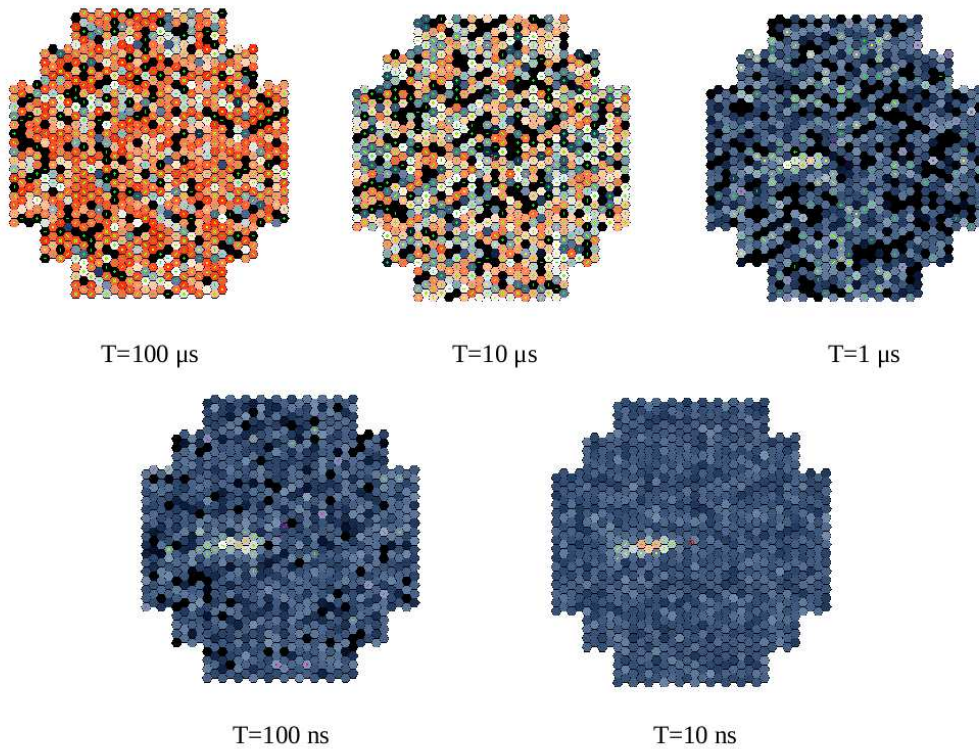


FIGURE 6.1 – Gerbe électromagnétique vue sur une caméra de H.E.S.S avec différents temps d’intégration. On voit que pour des temps d’intégration $> 1 \mu\text{s}$ le bruit de fond de ciel (NSB) est dominant et on ne distingue pas la gerbe. En diminuant ce temps à quelques nanosecondes, l’image de la gerbe apparait clairement sur la caméra. Crédit : K. Bernlöhr.

6.1.2 Méthode de Hillas

La méthode de Hillas, aussi appelée méthode des moments, est la plus ancienne. Elle a été mise au point par A.M. Hillas à l’observatoire Whipple [Hillas 1985], à la base pour un fonctionnement en mono-télescope. Dans cette méthode, l’image sur la caméra est d’abord “nettoyée” grâce au système de double seuil décrit précédemment afin d’éliminer les pixels contenant uniquement du bruit de fond de ciel. L’image de la gerbe est ensuite approximée

par une gaussienne bi-dimensionnelle et peut être caractérisée par des paramètres simplifiés appelés les paramètres de *Hillas* et représentés sur la figure 6.2. Les principaux sont :

- le barycentre de l'image, déterminé en attribuant un poids proportionnel au nombre de photo-électrons dans chaque pixel allumé,
- la demi-longueur σ_L ,
- la demi-largeur σ_l ,
- l'angle de pointé δ entre la direction de l'image et la droite entre la position de la source et le barycentre de la gerbe,
- la distance angulaire D entre le barycentre et l'image de la source,
- la distance angulaire θ^2 entre la position de la source reconstruite et la position réelle.

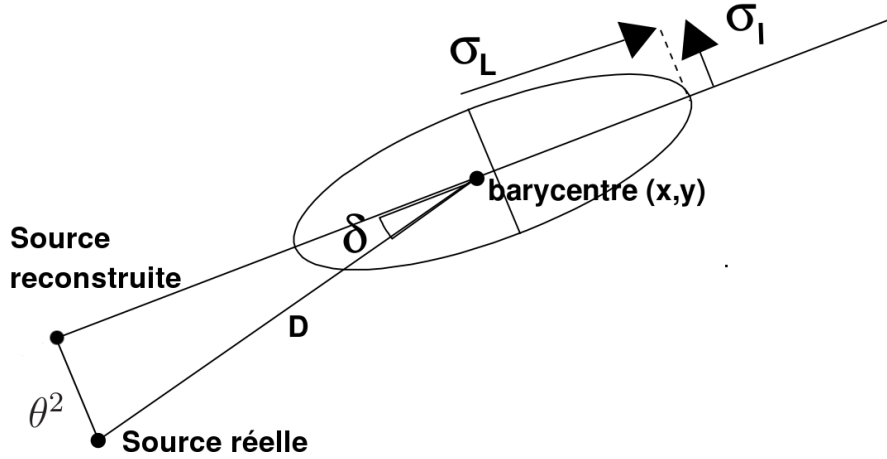


FIGURE 6.2 – Définition des paramètres de Hillas. Crédit : M. Lemoine-Goumard.

Le principe de stéréoscopie permet de reconstruire géométriquement la direction du gamma incident en utilisant les différentes images d'une même gerbe. En effet dans le référentiel de la caméra, l'axe principal de l'ellipse correspond à un plan contenant la direction de propagation de la gerbe. La direction du gamma incident se trouve à l'intersection de ces plans, et donc à l'intersection des axes principaux des différentes images de la gerbe dans le référentiel de la caméra (voir figure 6.3).

Paramètres discriminants

Le second bruit de fond auquel nous avons affaire en astronomie gamma est le rayonnement cosmique lui-même. En effet, les rayons cosmiques produisent également des gerbes à leur entrée dans l'atmosphère mais elles sont de nature différente. Ce sont des gerbes hadroniques contrairement aux gammas qui génèrent des gerbes électromagnétiques. Or les gerbes hadroniques ont une impulsion transverse plus grande et sont moins régulières que les gerbes électromagnétiques qui sont quasiment symétriques par rapport à leur axe de propagation (voir

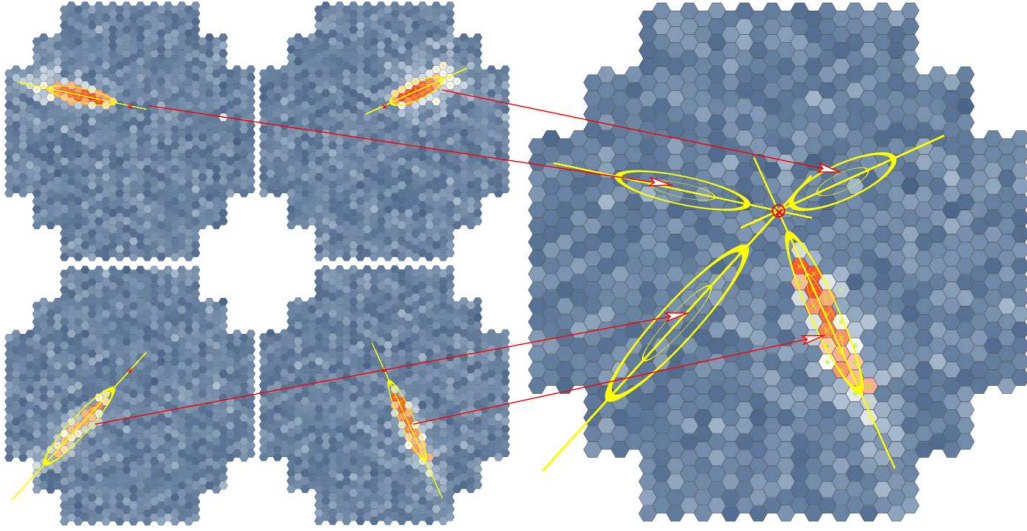


FIGURE 6.3 – *Reconstruction de la direction du gamma incident en stéréoscopie. La direction correspond à l'intersection des axes des images d'une même gerbe vues sur les caméras des télescopes. Crédit : K. Bernlöhr.*

figure 6.4). Ces dernières vont donc engendrer des images de forme elliptique sur les caméras, contrairement aux images de hadrons qui vont être beaucoup plus irrégulières (voir figure 6.5). Il est donc possible de séparer les événements provenant du bruit de fond du signal recherché à l'aide de critères de forme des images observées sur la caméra. On va ainsi procéder à des coupures sur des paramètres caractérisant les gerbes.

Les premiers paramètres discriminants utilisés pour cette méthode de reconstruction sont simplement la demi-largeur et demi-longueur des images approximées à des ellipses observées sur les caméras. Cependant, cette méthode de caractérisation simple repose sur la procédure de nettoyage sujette à des biais dus aux pixels manquants ou cassés et ne permet pas de prendre en considération les détails des images ni les corrélations entre les images. De plus, cette technique ne prend pas en compte les fluctuations intrinsèques de la gerbe et fonctionne mal pour les hautes énergies, car les largeurs et longueurs des images dépendent de l'énergie du gamma, de l'angle zénithal et du paramètre d'impact (distance entre le point d'impact au sol de la gerbe et le télescope). Pour remédier à ces problèmes, la méthode a été améliorée par la collaboration HEGRA [Daum 1997] et utilise désormais les paramètres réduits. Cela consiste à renormaliser les paramètres de l'événement à leur valeur attendue pour le même angle zénithal, même paramètre d'impact et même charge.

Ainsi, pour un paramètre P donné, le paramètre réduit est défini par :

$$P_R = \frac{P - \langle P \rangle}{\sigma_P} \quad (6.1)$$

où la valeur moyenne $\langle P \rangle$ et la largeur de sa distribution σ_P sont obtenues à partir de simulations de gammas en fonction du paramètre d'impact reconstruit, de l'amplitude de l'image reconstruite, de l'angle zénithal et de l'offset (distance entre la direction reconstruite

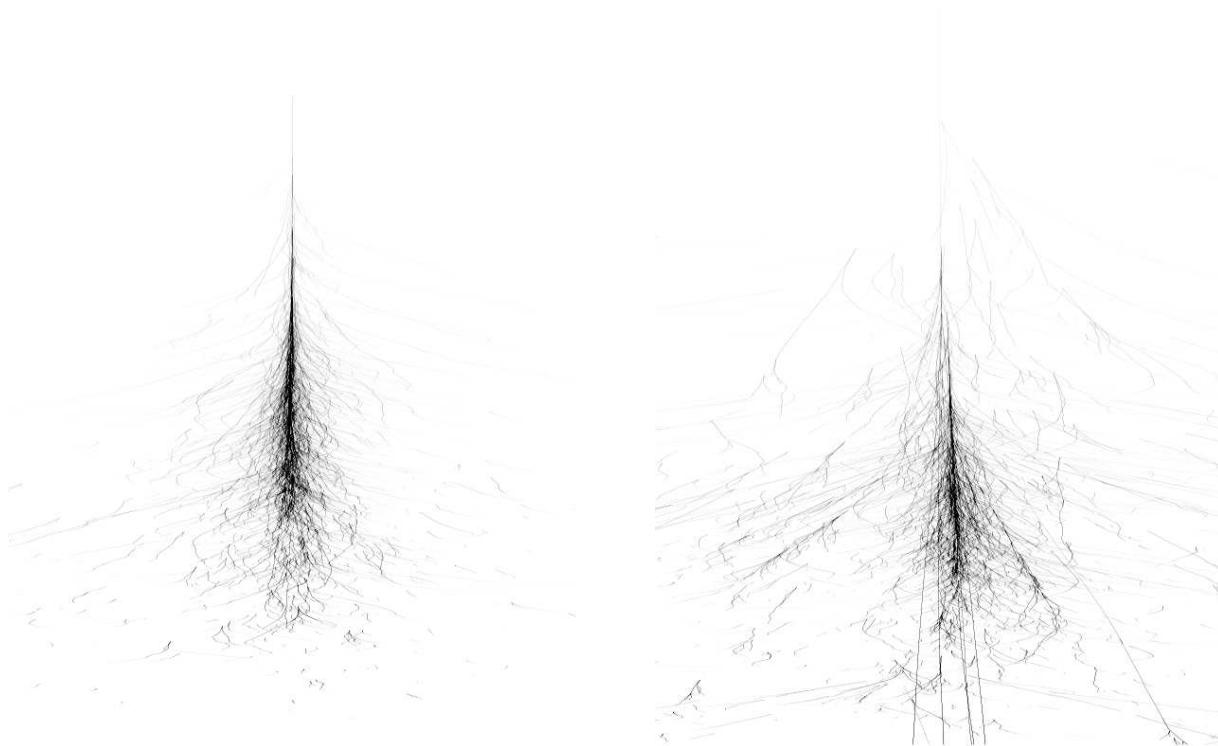


FIGURE 6.4 – *Exemple de gerbes atmosphériques simulées. Gauche : gerbe électromagnétique produite par un rayon gamma de 300 GeV. Droite : gerbe hadronique produite par un proton à 1 TeV. On voit que la gerbe électromagnétique est bien plus régulière et symétrique par rapport à son axe principal que la gerbe hadronique. Crédit : K. Bernlöhr.*

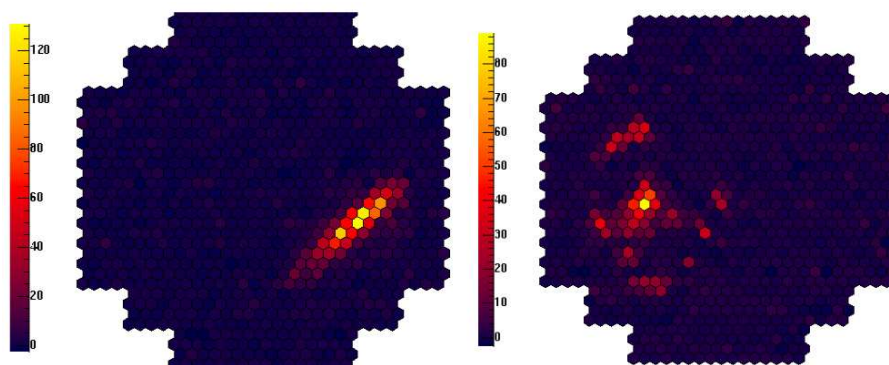


FIGURE 6.5 – *Exemple d'images de gerbe électromagnétique (à gauche) et hadronique (à droite) sur la caméra.*

et le centre du champ de vue) de l'événement. De plus, ces paramètres sont moyennés sur l'ensemble des télescopes déclenchés :

$$\langle P_R \rangle = \frac{\sum_{tels} P_R}{N_{tels}} \quad (6.2)$$

Ces paramètres réduits permettent d'atteindre de plus hautes énergies et de considérer certaines fluctuations intrinsèques des gerbes mais ne prennent pas en compte la corrélation entre les différentes images vues en stéréoscopie.

On va donc appliquer des coupures sur différents paramètres caractérisant les gerbes afin de rejeter les hadrons. Voici les paramètres discriminants utilisés pour la méthode de reconstruction *Hillas* :

- la demi-longueur MRSL la demi-largeur MRSW moyennes réduites (Mean Reduced Scaled Length et Mean Reduced Scaled Width) qui imposent à la gerbe une forme elliptique,
- la distance entre le barycentre des images et le centre de la caméra destinée à éliminer les gerbes tronquées par les bords de champ, difficiles voire impossibles à reconstruire correctement,
- la charge totale de l'image ou intensité totale dans les pixels (en nombre de photo-électrons),
- l'angle θ^2 correspondant à la distance entre la position de la source réelle et celle reconstruite (utilisé uniquement quand on observe des sources dont la position est connue, et pas lors de *scans* du ciel).

On note également que la multiplicité des télescopes dont les images nettoyées passent les coupures en charge, au moins égale à 2, permet d'éliminer les événements isolés comme les muons, un autre bruit de fond important, ainsi que les événements à trop faible charge.

TABLE 6.1 – Valeurs des coupures appliquées aux images vues sur la caméra pour les différentes configurations *loose*, *standard* et *hard*. Plus la coupure sur la charge totale de l'image est haute et celle sur la largeur réduite de l'ellipse petite et plus la distribution en θ^2 est étroite. La résolution angulaire obtenue est donc meilleure.

Paramètre	<i>loose</i>	<i>standard</i>	<i>hard</i>
Charge (p.e.)	40	80	200
MRSL _{min}	-2	-2	-2
MRSL _{max}	2	2	2
MRSW _{min}	-2	-2	-2
MRSW _{max}	1.2	0.9	0.7
θ^2_{cut} (deg ²)	0.04	0.0125	0.01

Un des paramètres les plus efficaces pour rejeter les hadrons est MRSW : la demi-largeur des images de gerbes hadroniques est nettement plus grande que celles des gerbes électromagnétiques, due à leur impulsion transverse plus importante (voir figure 6.6). Le paramètre θ^2

sert à sélectionner uniquement le signal provenant de la source lorsque sa position est connue. La distribution en θ^2 des événements reconstruits d'une source ponctuelle simulée constitue la fonction d'étalement (ou PSF) qui sert à définir la résolution angulaire du détecteur pour un jeu de coupures donné (voir section 6.5.3).

Différents niveaux de coupures peuvent être appliqués (*loose*, *standard* ou *hard*) en fonction du type de source que l'on veut observer [Aharonian 2006c]. En effet, pour des sources présentant un spectre assez mou, on attend plus d'événements à basse énergie, il faut donc utiliser une coupure en charge assez faible qui permet d'abaisser le seuil en énergie et de sélectionner plus d'événements à basse énergie. Lorsqu'une source est très brillante, on peut augmenter la coupure en charge qui va limiter la statistique mais sélectionner uniquement les événements les mieux reconstruits. La résolution angulaire obtenue sera donc meilleure et permettra de réaliser des études morphologiques détaillées. Ces coupures sont détaillées dans la table 6.1.

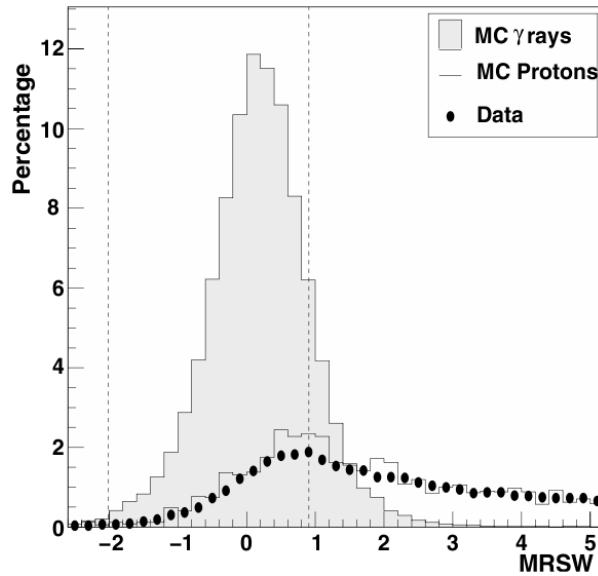


FIGURE 6.6 – *Distribution de la largeur moyenne réduite obtenue pour des simulations Monte Carlo de gammas et de hadrons ainsi que pour des données réelles de bruit de fond. Les lignes pointillées correspondent aux coupures réalisées pour ce paramètre pour la configuration standard (voir table 6.1). Figure issue de [Aharonian 2006c].*

Détermination du paramètre d'impact

Le paramètre d'impact *Core* est obtenu de la même façon que la direction de la gerbe en se plaçant cette fois dans le référentiel au sol (voir figure 6.7).

La résolution du paramètre d'impact ainsi calculé est d'environ 6 à 10 m [Hofmann 2000]. Cependant, on utilise ici l'axe principal reconstruit de la gerbe qui comporte des incertitudes. Dans le cas où la direction de la source est connue, on peut faire l'hypothèse que le gamma observé provient de la direction de la source, et utiliser non pas l'axe de l'image reconstruit, mais l'axe entre le centre de gravité de l'image et la direction de la source, comme représenté

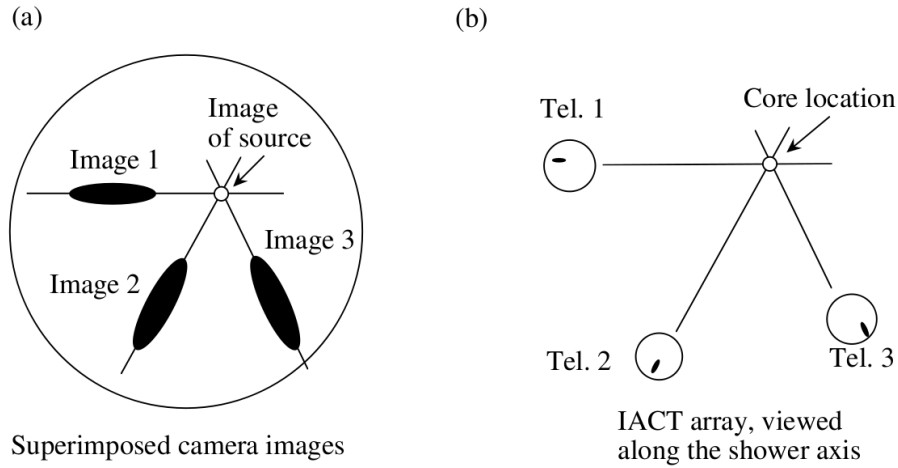


FIGURE 6.7 – (a) *Reconstruction de la direction de la gerbe par intersection des axes des différentes images dans le référentiel des caméras.* (b) *Reconstruction du paramètre d'impact avec une méthode similaire, mais dans le référentiel des télescopes au sol.* Figure issue de [Hofmann 1999].

sur la figure 6.8. La résolution du paramètre d'impact peut être ainsi améliorée d'un facteur 3 avec cette méthode : de 1.5 à 3m [Hofmann 2000].

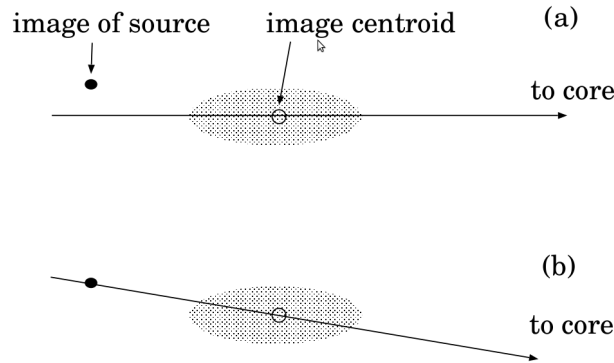


FIGURE 6.8 – (a) *Reconstruction standard de la direction du gamma incident* (b) *Reconstruction basée sur l'hypothèse que le gamma provient de la direction de la source observée.* Figure issue de [Hofmann 2000].

Détermination de la hauteur du maximum de gerbe H_{max}

La hauteur du maximum de gerbe H_{max} correspond à l'altitude de la position du maximum d'émission des photons Tcherenkov dans la gerbe. Cette hauteur dépend de l'énergie du gamma incident et de l'inclinaison de la gerbe qui est fonction de l'angle zénithal. La quantité de lumière Tcherenkov observée sur les télescopes varie en fonction de H_{max} , et pour des valeurs de $H_{max} < 4$ km, cette quantité varie considérablement en fonction du paramètre d'impact. En revanche, Pour $H_{max} > 8$ km, la charge varie peu en fonction du paramètre d'impact

[Hofmann 2000].

En première approximation, $Hmax$ coïncide avec le centre de gravité de l'image et peut être évalué selon la relation suivante [Hofmann 2000] :

$$\frac{1}{Hmax} = \frac{\pi}{180} \frac{d}{Core} \quad (6.3)$$

où d est la distance entre le centre de gravité de l'image et la direction de la source et $Core$ le paramètre d'impact.

Cette quantité peut donc être calculée simplement en mono-télescope mais la stéréoscopie peut apporter plus de précision à cette estimation. En effet, la variation de $Hmax$ est la contribution dominante aux fluctuations de la densité de photons au sol. Afin de tenir compte de cette dépendance, $Hmax$ doit donc être déterminé à l'aide de plusieurs images, en observation stéréoscopique.

Mais ce modèle est trop simpliste et doit tenir compte plus précisément du paramètre d'impact. En effet, à grand $Core$, la lumière reçue provient surtout du maximum de gerbe, alors qu'à $Core$ plus petit, la lumière reçue vient de plus bas dans l'atmosphère. On ajoute donc un offset et un facteur multiplicatif dépendants de $Core$ à la relation précédente [Hofmann 2000] :

$$\frac{1}{Hmax} = c_1(r) + c_2(r) * \frac{\pi}{180} \frac{d}{r} \quad (6.4)$$

6.1.3 Model

Le télescope de la collaboration CAT [Piron 2001] disposait d'une fine pixelisation et a ainsi permis de mettre au point cette analyse. Cette technique était au départ utilisée pour un télescope seulement, puis a été développée dans la collaboration H.E.S.S. en stéréoscopie [de Naurois 2003, de Naurois 2009] et baptisée "Model". Cette méthode utilise des simulations basées sur une paramétrisation du développement des gerbes et de la production des photons Tcherenkov qui sont ensuite détectés dans la caméra d'un télescope. Ces simulations (ou *templates*) prédisent l'intensité moyenne de chaque pixel dans la caméra à différentes énergies, pour différents angles zénithaux et azimutaux, offsets, hauteurs du maximum de gerbe et paramètres d'impact. Les gerbes observées, sans nettoyage préalable des images, sont ensuite comparées à ces *templates* grâce à une méthode de maximum de vraisemblance.

La fonction de vraisemblance est maximisée pour obtenir l'énergie E du gamma incident, sa direction T , et le point d'impact au sol. Les paramètres caractérisant les images sont représentés sur la figure 6.9.

Dans cette méthode, les fluctuations poissonniennes du nombre de photoélectrons et celles des piédestaux dûs à l'électronique et au bruit de fond du ciel sont prises en compte, mais pas les fluctuations intrinsèques de la gerbe. L'avantage de cette méthode est qu'elle gère bien les détails des images et la corrélation entre différentes images contrairement à la méthode *Hillas*.

Paramètres discriminants

Les coupures appliquées lors de l'extraction du signal afin de discriminer les hadrons dans l'analyse *Model* sont :

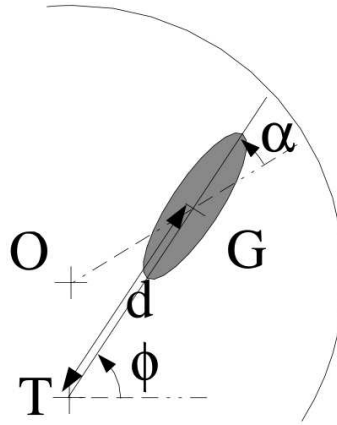


FIGURE 6.9 – Définition des paramètres utilisés pour la reconstruction des gerbes avec l'analyse Model. Figure issue de [de Naurois 2012].

- le rapport L/S entre la longueur de la gerbe et son amplitude, afin de rejeter les images de muons tronquées,
- la distance entre la direction d'observation et la direction reconstruite de la gerbe (équivalente à la coupure θ pour Hillas),
- la qualité du fit (*Goodness*, définie à partir de la fonction de vraisemblance et du nombre de pixels).

6.1.4 Model 3D

Cette méthode est la plus récente et a été développée au Laboratoire Leprince-Ringuet pour la collaboration H.E.S.S. [Lemoine-Goumard 2006b]. Elle repose sur deux hypothèses :

- les photons Tcherenkov sont émis sur une gaussienne tri-dimensionnelle (photosphère) suivant l'axe de développement de la gerbe,
- la distribution angulaire des photons Tcherenkov est indépendante de la position du point d'émission et de l'énergie du gamma incident.

La gerbe est donc modélisée par une photosphère gaussienne et est utilisée pour prédire le nombre de photons Tcherenkov collectés dans chaque pixel de la caméra.

La gerbe est ici définie par 8 paramètres (voir figure 6.10) :

- la direction de l'axe de la gerbe par rapport au télescope,
- le paramètre d'impact,
- la position du maximum de gerbe, correspondant au maximum d'émission des photons Tcherenkov,
- les écart-types longitudinaux et transverses de la gerbe (longueur de la photosphère et largeur transverse),
- le nombre de photons Tcherenkov dans la gerbe.

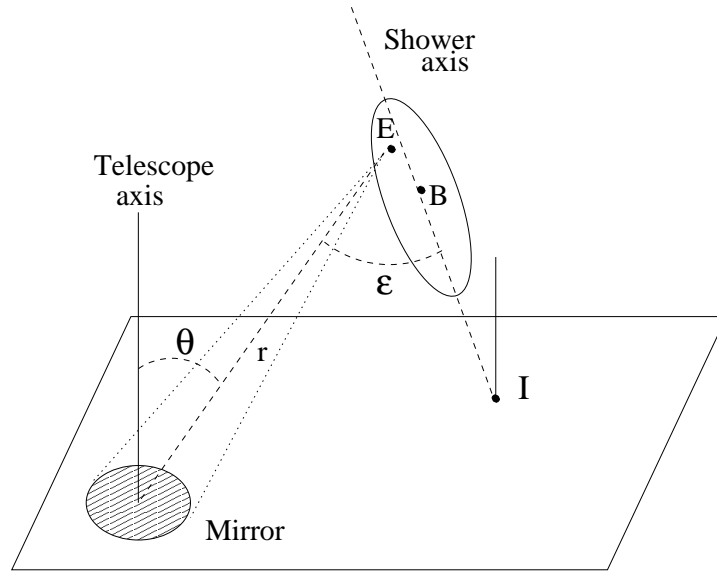


FIGURE 6.10 – Définition des paramètres du Model 3D. Figure issue de [Lemoine-Goumard 2006b].

Comme pour la méthode des moments, on procède tout d’abord à un “nettoyage” des images à l’aide d’un système à double seuil pour éliminer le bruit de fond du ciel. Seuls les pixels ayant passé ces seuils sont utilisés pour l’analyse.

Pour chaque pixel passant les coupures en seuil dans la caméra, on calcule le nombre de photons attendus en théorie en fonction des paramètres de la gerbe. Le nombre réel de photons dans le pixel est ensuite comparé au nombre théorique et les paramètres peuvent être ajustés grâce à un maximum de vraisemblance. Cette méthode est un peu analogue au *Model* mais repose sur des hypothèses et des modèles de développement de gerbe différents. De plus, dans la méthode 3D, seules les fluctuations poissonniennes sur le nombre de photoélectrons et les fluctuations dues à la réponse des PMTs sont prises en compte. Mais comme le *Model*, elle traite une partie des détails des images ainsi que les corrélations entre les images. Les fluctuations sur le nombre de photoélectrons présents dans la gerbe sont aussi prises en compte au travers de la longueur et la largeur 3D ainsi que celles dépendant de la réponse des photomultiplicateurs.

Paramètres discriminants

L’hypothèse de symétrie de révolution des gerbes électromagnétiques imposée lors du fit est très efficace pour rejeter les hadrons, produisant le plus souvent des gerbes asymétriques. Une autre différence majeure entre gammas et hadrons est le développement transverse de la gerbe. Pour les hadrons restants, on va donc effectuer une coupure sur la largeur réduite w définie ainsi :

$$w = \frac{\sigma_T \rho(Hmax)}{D_s} \quad (6.5)$$

où σ_T est la largeur transverse, $\rho(Hmax)$ la densité d'atmosphère à l'altitude du maximum de gerbe et D_s est la profondeur d'atmosphère traversée selon l'axe de développement de la gerbe (en $g\ cm^{-2}$). Cette variable permet de s'affranchir de la dépendance en angle zénithal de la largeur transverse [Lemoine-Goumard 2006b]. On peut effectuer également une coupure sur le paramètre d'impact, car les événements à grand paramètre d'impact peuvent être mal reconstruits et notamment induire des erreurs lors de la reconstruction de l'énergie.

6.2 Reconstruction de l'énergie

La méthode de reconstruction de l'énergie du gamma incident qui sera utilisée par la suite est appelée *Oak*. Elle se base sur la distribution de charge des images en fonction du paramètre d'impact de la gerbe considérée. L'estimateur d'énergie utilise des arbres de décisions BDT (Boosted Decision Trees) et comporte deux phases principales décrites dans la suite.

Phase préparatoire

Cette phase consiste à générer des tables *look-up* en fonction des différents paramètres observationnels caractérisant les données. Ces tables donnent le profil de la charge des images en fonction du paramètre d'impact de gerbes simulées pour différentes valeurs des 5 paramètres observationnels suivants :

- l'efficacité optique des miroirs,
- la hauteur du maximum de gerbe,
- l'énergie vraie simulée,
- l'angle zénithal,
- l'offset (distance entre la direction de la gerbe reconstruite et le centre de la caméra).

Phase d'évaluation

Ces tables *look-up* sont ensuite utilisées pour déterminer l'énergie de l'événement avec une logique de type "arbre de décision", comme représenté sur la figure 6.11. Chaque branche représente un paramètre observationnel et à chaque rameau est attribué un poids w_k en fonction de l'interpolation des plus proches valeurs simulées. Le poids d'une branche totale (constituée de 5 rameaux) est donné par :

$$W_j = \prod_{k=1}^5 p_k \quad (6.6)$$

où $p_k = w_k$ ou $p_k = 1 - w_k$ en fonction de la branche empruntée.

Puis l'énergie pour un télescope est calculée comme la moyenne pondérée des énergies E_j obtenues pour chaque branche j sur les $2^5=32$ branches au total :

$$\log E_{Tel_i} = \frac{\sum_{j=1}^{32} (W_j \log E_j)}{\sum_{j=1}^{32} W_j} \quad (6.7)$$

les variables discriminantes sont basées sur les paramètres de *Hillas*. En outre, comme les analyses précédentes utilisent différentes propriétés des gerbes observées, il est possible de repousser encore la sensibilité en les combinant. C'est le principe de l'analyse *Xeff* développée par [Fiasson 2010] dont les paramètres discriminants sont basés sur une combinaison de ceux utilisés par les trois méthodes *Hillas*, *Model* et *Model3D*.

Cependant les paramètres basés sur la qualité du fit (*Goodness*) sont très sensibles aux fluctuations du NSB. Ce genre de variable nécessite de plus une bonne connaissance de la distribution de probabilité du bruit, de la réponse des pixels ainsi que de leur variation en fonction du taux de NSB. Ces analyses sont donc sensibles aux imperfections électroniques et au vieillissement de l'instrument. C'est pourquoi une nouvelle méthode de discrimination MVA basée sur des paramètres ne dépendant pas de ce genre de variables a été développée récemment [Becherini 2011]. Cette analyse, baptisée *Paris-MVA*, est flexible et applicable à tous les types de réseaux de télescopes à effet Tcherenkov. Elle utilise des variables discriminantes fournies par les méthodes *Hillas* et *Model3D* ainsi que de nouveaux paramètres qui partent du principe que les paramètres de *Hillas* appliqués sur les prédictions des images attendues sur les caméras par *Model3D* peuvent apporter un pouvoir discriminant supplémentaire. Cette méthode utilise aussi l'énergie calculée par le nouvel estimateur *Oak* (voir section 6.2) en tant que composante d'une variable discriminante comme nous allons le voir dans la suite.

La méthode de reconstruction de la direction des événements utilisée est celle de *Hillas*, choisie pour sa simplicité. Cependant une amélioration de la résolution angulaire à l'aide d'une combinaison des méthodes *Hillas* et *Model3D* est possible et fera l'objet d'une étude présentée au chapitre 8.

L'analyse *Paris-MVA* sera utilisée dans les chapitres suivants, nous allons donc en décrire le principe, les paramètres discriminants utilisés ainsi que les différentes coupures optimisées pour certains types de sources particuliers (intensité et indice spectral).

6.3.1 Paramètres discriminants

L'analyse *Paris-MVA* est basée sur trois types de variables discriminantes permettant de distinguer les gerbes produites par les gammas des gerbes hadroniques : les paramètres de type *Hillas*, *Model3D* ainsi que trois nouveaux paramètres tirant parti de ces deux analyses. Les simulations de hadrons sont très complexes, consommatrices de temps de calcul et représentent mal la réalité, c'est pourquoi les gerbes hadroniques utilisées sont issues de données réelles prises par H.E.S.S. provenant de régions hors du plan galactique où aucun signal n'est observé et sélectionnées en fonction de leur paramètres observationnels : azimut, angle zénithal, offset et efficacité optique des télescopes.

Paramètres de type *Hillas*

Les deux variables discriminantes principales de cette méthode de reconstruction ont prouvé leur robustesse et leur efficacité dans le passé, notamment pour les sources brillantes (dont le flux est supérieur à 10% du flux de la nébuleuse du Crabe, source de référence en astronomie gamma). Ces deux paramètres sont *M_{RSL}* et *M_{RSW}*, la longueur et largeur réduite de l'image de la gerbe sur les caméras (voir figure 6.6). Il est donc naturel d'utiliser ces paramètres au

fort pouvoir discriminant et qui nécessitent peu de temps de calcul.

Paramètres de type *Model3D*

Les paramètres dérivés de la reconstruction *Model3D* sont les suivants :

- la largeur 3D réduite $Width3D$,
- l'erreur sur $Width3D$,
- la profondeur du maximum de gerbe $Hmax3D$.

Les distributions de ces trois paramètres pour des événements gammas et hadrons sont représentées sur la figure 6.12. La largeur 3D réduite a une valeur moyenne plus petite pour les gammas que pour les hadrons et sa distribution est plus étroite. L'erreur sur cette variable est plus importante en moyenne pour les hadrons et vient du fait que les gerbes hadroniques sont mal ajustées par un modèle de gerbe électromagnétique à symétrie de révolution, induisant donc des erreurs plus grandes. Enfin la profondeur du maximum de gerbe présente un fort pouvoir discriminant à basse énergie.

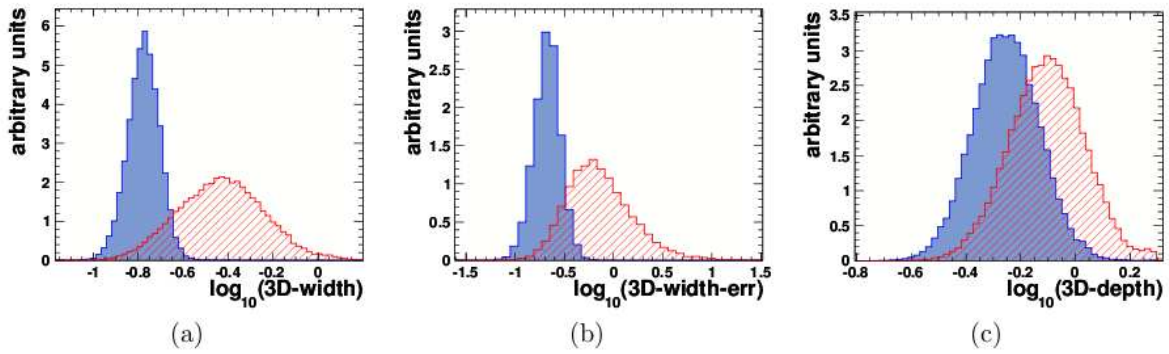


FIGURE 6.12 – Paramètres discriminants issus de la reconstruction *Model3D*. (a) : largeur 3D réduite (b) : erreur sur la largeur 3D réduite (c) : profondeur 3D du maximum de gerbe. La distribution bleue est obtenue avec des simulations de gammas et la distribution hachurée rouge correspond au bruit de fond de cosmiques de données sélectionnées. Figures issues de [Becherini 2011].

Nouvelles variables

De nouvelles variables discriminantes ont été définies à partir des deux méthodes de reconstruction *Hillas* et *Model3D*. Les prédictions du *Model3D* sont utilisées pour dériver des paramètres de *Hillas* de la même façon qu'à partir des images observées sur les caméras. Ces paramètres sont appelés *HillasOnModel* et vont être comparés aux paramètres de *Hillas* "normaux" afin de définir de nouvelles variables. En partant du principe que les gerbes hadroniques sont mal ajustées par des modèles de gerbes électromagnétiques, on s'attend à avoir des incohérences sur la forme et la charge des images prédites par le *Model3D* et par conséquent des écarts importants entre les paramètres de *Hillas* et ceux de *HillasOnModel* pour les hadrons. Les distributions de ces paramètres pour des simulations de gammas et des hadrons issus de données réelles sont représentées sur la figure 6.13.

Le premier paramètre correspond à la distance angulaire entre les deux directions reconstruites :

$$\Omega = \log(\arccos(\hat{v}_{Hillas} \cdot \hat{v}_{HillasOnModel})) \quad (6.9)$$

où \hat{v} est le vecteur normalisé correspondant à la direction de l'événement. La direction du gamma incident se trouve sur le grand axe de l'ellipse d'une image, or les gerbes hadroniques ne sont pas elliptiques, on attend donc une grande différence entre les grands axes dérivés par *Hillas* et *HillasOnModel* pour les hadrons.

Les deux paramètres suivants sont basés sur l'estimateur en énergie fourni par la méthode *Oak* (décrite dans la section 6.2). Tout d'abord, le rapport entre les énergies reconstruites est donné par :

$$R_E = \log\left(\frac{E_{Hillas}}{E_{HillasOnModel}}\right) \quad (6.10)$$

Comme on le voit sur la figure 6.13, la valeur moyenne de R_E est autour de 0 pour les gammas mais s'éloigne de 0 pour les hadrons mal reconstruits.

Enfin le dernier paramètre correspond à la différence de charge entre la charge réelle observée q_{tel_i} et la charge prédite \tilde{q}_{tel_i} par inversion du processus d'estimation de l'énergie :

$$\Delta Q = \frac{1}{Q_{tot}} \sum_{i=1}^{N_{tels}} (q_{tel_i} - \tilde{q}_{tel_i}) \quad (6.11)$$

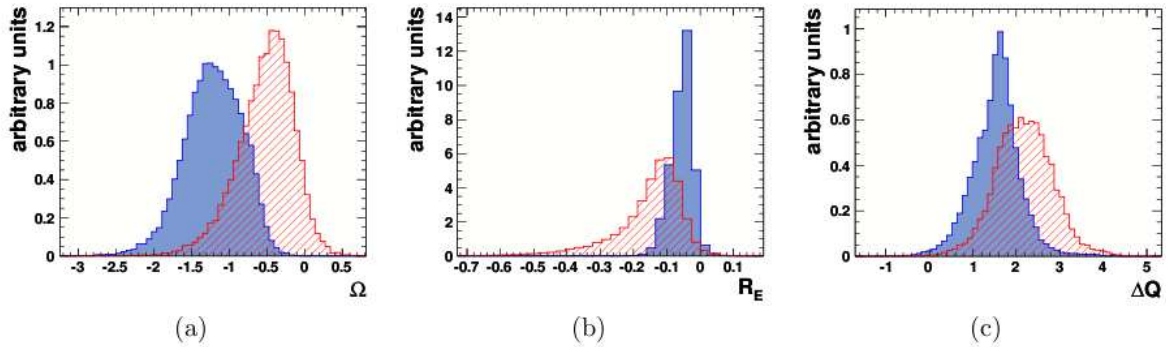


FIGURE 6.13 – Paramètres discriminants issus de la comparaison entre les paramètres de *Hillas* et les paramètres *HillasOnModel* obtenus à partir des prédictions *Model3D*. (a) : distance angulaire entre les deux directions reconstruites (b) : rapport R_E entre les énergies reconstruites, (c) : différence entre charge prédite et charge réelle ΔQ . La distribution bleue est obtenue avec des simulations de gammas et la distribution hachurée rouge correspond au bruit de fond de cosmiques de données sélectionnées. Figure issue de [Becherini 2011]

6.3.2 Déroulement de l'analyse Paris-MVA

L'analyse *Paris-MVA* utilise le package TMVA¹ de ROOT². Plusieurs types d'analyses multi-variées sont possibles, notamment les réseaux de neurones ou les arbres de décision. Dans le cas de *Paris-MVA*, l'utilisation d'arbres de décision BDT (Boosted Decision Trees) s'est avérée plus performante.

Le déroulement de l'analyse se fait en trois étapes :

- le “training”, ou l'entraînement de l'analyse, pendant lequel une forêt d'arbres de décision est construite à l'aide d'un ensemble d'événements simulés pour les gammas et issus de données réelles pour les hadrons. L'espace des phases est divisé en intervalles (bins) en énergie, angle zénithal et multiplicité des télescopes afin de regrouper les événements en différents groupes présentant des propriétés similaires. Cela permettra notamment d'optimiser les coupures pour obtenir un meilleur rejet du bruit de fond dans un groupe d'événements donné,
- le test de performance qui utilise la forêt construite pour discriminer les gammas des hadrons d'un ensemble d'événements indépendants,
- l'application aux données réelles.

Importance des variables discriminantes

L'analyse MVA permet de classer par ordre d'importance les variables discriminantes en fonction de la fréquence à laquelle elles sont utilisées pour discriminer les événements. Ainsi, à basse énergie ($E < 500$ GeV), c'est la profondeur du maximum de gerbe *Hmax3D* qui est la plus utilisée, suivie par la nouvelle variable Ω , qui est aussi importante à haute énergie ($E > 5$ TeV). La variable la moins sollicitée sur l'ensemble des énergies est la longueur réduite *MRSL*.

6.3.3 Définition des coupures

Différentes coupures en charge (en nombre de photo-électrons) ont été définies afin d'entraîner la méthode MVA pour chaque type de coupure séparément et ainsi optimiser la détection de sources aux caractéristiques particulières. Des noms d'arbres ont été attribués à chaque coupure, la dureté de leur bois représentant de façon imagée l'intensité des coupures associées³. Ces configurations sont disponibles en fonction de l'azimut des sources considérées (nord et sud) afin de prendre en compte correctement l'effet du champ magnétique terrestre sur le développement des gerbes atmosphériques. Ces coupures sont les suivantes :

- **elm (40 p.e.)** : la coupure la plus basse en charge est destinée à l'observation de sources extragalactiques à grand redshift. En effet, le spectre attendu de ce type de source est assez mou ($\Gamma > 3$) à cause de l'absorption des gammas par l'EBL, on va donc avoir plus d'événements à basse énergie, d'où une coupure très lâche en charge afin d'abaisser le

1. <http://tmva.sourceforge.net>

2. <http://root.cern.ch>

3. elm=orme, fir=sapin, ash=frêne, teak=teck, ipe=ébène

seuil en énergie pour récupérer un maximum d'événements et optimiser le rapport signal sur bruit.

- **fir (60 p.e.) et ash (80 p.e.)** : ces coupures sont destinées à étudier des sources galactiques ainsi que les sources extragalactiques à petit redshift dont l'indice $\Gamma < 3$ et le flux $\geq 1\%$ du flux du Crabe.
- **teak (110 p.e.)** : cette coupure est optimisée pour les sources galactiques faibles dont l'indice $\Gamma < 3$ et le flux $\leq 1\%$ du flux du Crabe. En effet, l'efficacité gamma obtenue est telle que les événements à basse énergie et vus par deux télescopes seulement, souvent mal reconstruits, sont fortement supprimés. Cela permet de réduire les fluctuations à basse énergie dues aux hadrons et d'augmenter la sensibilité.
- **ipe (150 p.e.)** : cette dernière coupure en charge, plus élevée, permet d'obtenir une meilleure PSF et ainsi de faire des études morphologiques sur les sources étendues.

6.4 Soustraction du bruit de fond résiduel

Par définition, en astronomie gamma on cherche à observer les gerbes électromagnétiques produites par les rayons gammas. Or ces gerbes sont minoritaires en comparaison de celles produites par les rayons cosmiques constituant un des bruits de fond. Ce dernier est d'autant plus important à basse énergie comme le montre la distribution spectrale en loi de puissance des rayons cosmiques (voir figure 1.3).

Un des enjeux majeurs consiste donc à distinguer les gerbes électromagnétiques des gerbes hadroniques. Cette discrimination est possible grâce à des considérations géométriques des images produites, en appliquant des coupures sur des paramètres discriminants dépendant de la technique de reconstruction utilisée, comme on l'a vu dans la section précédente.

Or, après ces coupures un autre bruit de fond subsiste malgré tout, ce sont les gerbes produites par les électrons cosmiques, de nature électromagnétique tout comme les rayons gammas, ainsi que les gerbes hadroniques ayant malgré tout passé les coupures. Nous détaillons les méthodes généralement utilisées pour estimer ce bruit de fond dans la suite.

6.4.1 La méthode On - Off

Après avoir rejeté les événements qui ne ressemblaient pas à des gammas, il faut éliminer le fond “ γ -like” restant (électrons cosmiques et hadrons passant les coupures). Pour soustraire ce bruit de fond, on part de l'hypothèse qu'il est isotrope dans la région du ciel considérée pour un même angle zénithal ainsi que des conditions atmosphériques et un temps d'observation similaires à ceux de la région source. On définit donc une région source appelée région *ON* et une région *OFF* ne contenant pas de signal et destinée à estimer le fond. On mesure le nombre d'événements observés dans chaque région et on applique une soustraction quantitative du bruit de fond qui définit l'excès observé :

$$N_{exc} = N_{ON} - \alpha \times N_{OFF} \quad (6.12)$$

où N_{ON} et N_{OFF} sont les nombres d'événements dans les régions ON et OFF respectivement et α correspond au rapport des aires corrigées de l'acceptance (qui dépend de l'offset comme on le verra dans la section 6.5) dans ces régions : $\alpha \equiv A_{on}/A_{off}$.

Dans le cas gaussien, c'est à dire lorsque N_{ON} et N_{OFF} sont suffisamment grands, la significativité est donnée par [Li 1983] :

$$\sigma = \frac{N_{on} - \alpha \times N_{off}}{\sqrt{N_{on} + \alpha^2 \times N_{off}}}, \quad (6.13)$$

Les fluctuations du bruit sont définies comme :

$$N_{on} + \alpha^2 \times N_{off} \quad (6.14)$$

Afin de minimiser les fluctuations et obtenir une significativité plus grande, on doit réduire le paramètre α . Il faut donc de préférence choisir une région OFF dans laquelle est estimé le bruit plus grande que la région ON où se trouve la source.

Deux solutions s'offrent à nous pour soustraire le fond :

- La première consiste à observer la source (ON) puis pointer le télescope sur une région à côté de la source (OFF) avec les mêmes conditions d'observations (angle zénithal, conditions atmosphériques, acceptance et temps d'observation). L'inconvénient majeur de cette méthode réside dans le temps nécessaire à l'observation de la source qui est doublé pour estimer le bruit. Cependant, c'est parfois la seule méthode possible pour les sources étendues (dont la taille est de l'ordre de celle du champ de vue) et pour lesquelles on ne peut pas définir de région OFF dans le même champ de vue.
- La seconde consiste à utiliser le large champ de vue du réseau de télescopes en définissant la région OFF par rapport à la position de la source dans le champ de vue. L'avantage par rapport à la méthode précédente est que le temps n'est pas doublé, puisqu'on observe la source et le fond simultanément. Dans ce cas, on a plusieurs choix de régions OFF possibles, représentées sur la figure 6.14.

Ces régions ont chacune leurs avantages et inconvénients. Tout d'abord, la réponse de l'instrument n'est pas la même dans tout le champ de vue car l'acceptance dépend fortement de l'offset. Par conséquent, pour avoir les mêmes conditions entre les régions ON et OFF , le plus facile est d'utiliser des régions à la même distance par rapport au centre, comme les régions (a), (b) et (d) de la figure 6.14. En outre, l'estimation de l'énergie dépend aussi beaucoup de l'acceptance, c'est pourquoi on utilise généralement les régions OFF multiples (méthode *Reflected*) pour calculer les spectres en énergie. Cependant, ces techniques nécessitent que la région source soit décalée par rapport au centre du champ de vue (correspondant à la direction d'observation) afin de pouvoir définir des régions OFF à égale distance du centre. On utilise donc également la région (c) de la figure 6.14 en anneau complet (méthode du *Ring*) pour faire des cartes du ciel, notamment pour le scan du plan galactique où il y a souvent plusieurs sources dans le même champ de vue. Dans ce cas il faut prendre en considération les variations d'acceptance dans la région OFF .

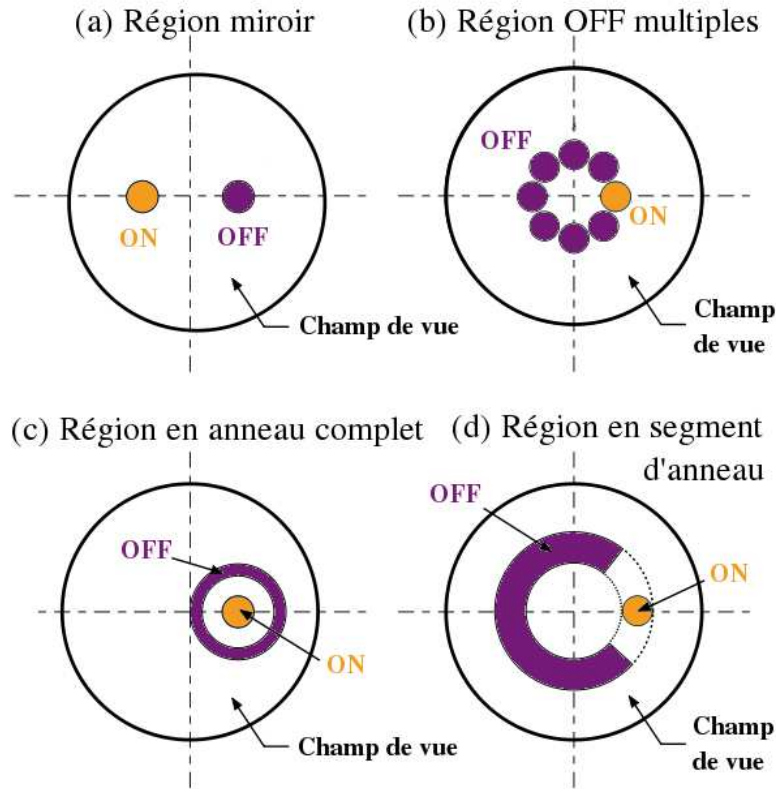


FIGURE 6.14 – Représentation des différentes régions *ON* et *OFF* possibles dans le champ de vue de la caméra.

Comme on l’a mentionné plus haut, il vaut mieux choisir une surface *OFF* plus grande que la région *ON* pour réduire les fluctuations. C’est le cas pour les régions de type (b), (c) et (d). On prend généralement les surfaces *OFF* telles que $\alpha \simeq 1/7$. D’après ces considérations, la région de type (d) (segment d’anneau) semble la meilleure. Cependant, il peut arriver qu’une autre source soit présente au niveau de cet anneau de taille importante, ce qui fausserait le calcul du fond. Il faut donc exclure les zones où sont présentes les sources de la région *OFF*, ce qui rend la tâche plus compliquée.⁴ De plus, si la source est trop étendue, il y aura un gradient d’acceptance dans la très large région *OFF* à prendre en compte ainsi qu’un risque d’erreurs systématiques.

On ajoutera qu’il existe d’autres méthodes de soustraction comme par exemple celle de modélisation du fond (méthode *Template*), qui utilise les distributions de probabilité des variables discriminantes [Rowell 2003]. Dans ce cas, les données utilisées pour estimer le fond peuvent être prises séparément et dans des champs de vue différents mais doivent avoir des distributions de probabilité similaires à celles des observations de la source étudiée, correspondant à des conditions d’observation équivalentes.

4. L’exclusion des sources est nécessaire pour toutes les méthodes de soustraction du bruit de fond et sera détaillée dans le paragraphe suivant ainsi qu’au chapitre 7.

6.4.2 Les régions d'exclusion

Afin d'évaluer correctement le bruit de fond non éliminé par les critères de forme comme décrit précédemment, il est indispensable d'exclure les zones présentant un signal des régions *OFF*. En effet, si ces régions contiennent un signal gamma, le fond risque d'être surestimé. En outre, la bonne soustraction du fond est particulièrement importante dans le cas des sources faibles. Pour cela, on utilise un fichier de régions d'exclusion circulaires défini à partir des sources gamma présumées et/ou détectées par H.E.S.S. Ce fichier est issu d'un processus itératif lors duquel les régions à exclure sont ajoutées au fur et à mesure que les sources gamma sont découvertes. Ce type de région peut convenir pour les études extragalactiques où les sources sont ponctuelles et où il est rare d'observer plusieurs sources dans le même champ de vue. Cependant, ces régions ont des tailles arbitraires définies par l'utilisateur et ne sont pas forcément optimales, surtout autour du plan galactique où la plupart des sources sont étendues avec des formes spécifiques et où il y a beaucoup d'émission diffuse. C'est pourquoi une amélioration de ces régions est nécessaire pour étudier les sources faibles proches du plan galactique. Ce travail a été effectué pendant cette thèse et sera présenté au chapitre 7.

6.5 Fonctions d'instrument

En astronomie gamma, les conditions d'observation des sources varient en fonction de nombreux paramètres comme l'azimut, l'angle zénithal, l'efficacité optique des miroirs, le nombre de télescopes en fonctionnement ou encore la position de la source par rapport à la direction d'observation (offset). Ces conditions variables vont entraîner une réponse différente de l'instrument et affecter les images des gerbes observées. C'est pourquoi il est nécessaire de produire des fonctions d'instrument qui vont permettre de caractériser le détecteur en fonction de ces conditions d'observation et d'analyser les événements en tenant compte de ces variations.

Les fonctions d'instrument (ou IRFs pour Instrument Response Functions) sont produites à partir de simulations Monte-Carlo à différents azimuts (nord et sud), angles zénithaux, efficacités optiques et offsets pour les gammas et en utilisant des données réelles pour les hadrons. De plus, ces fonctions sont produites pour chaque configuration développée car les différentes coupures appliquées vont également modifier les images observées. Les IRFs utilisées pour l'analyse sont détaillées ci-dessous.

6.5.1 Acceptances radiales

L'acceptance radiale définit la capacité à détecter les cosmiques dits " γ -like" (i.e. passant les coupures de forme). Elle dépend peu de l'efficacité optique des miroirs et de l'angle azimutal mais varie avec le zénith et l'offset. Ces acceptances sont donc produites pour différentes bandes en angle zénithal et en fonction de la position de la source par rapport à la direction d'observation (voir exemple sur la figure 6.15).

Les données utilisées pour produire ces fonctions d'acceptance proviennent du bruit de fond dans les champs de vue extragalactiques observés par H.E.S.S.. Afin d'exclure les zones présentant un signal, on utilise la méthode dite de "Pacman" consistant à définir des quartiers

d'exclusion autour des sources connues (voir figure 6.16) [Marandon 2010]. Comme il y a peu de données prises à grand angle zénithal, la dernière bande en zénith (non représentée ici) regroupe les angles allant de 55° à 90° afin d'augmenter la statistique disponible. Les acceptances utilisées sont ajustées par une fonction polynomiale (spécifique pour chaque bande) afin d'avoir une distribution lissée non sujette aux fluctuations (en particulier pour les grands angles zénithaux où la statistique est faible).

Les acceptances radiales sont utilisées pour pondérer le calcul de α avec la méthode de soustraction du bruit de fond de l'anneau complet décrite précédemment (voir section 6.4). En effet les événements provenant de l'anneau du côté du bord du champ de vue ont une acceptance moins grande que ceux proches du centre du champ de vue. Il faut donc corriger de l'acceptance le nombre d'événements provenant de la région *OFF* afin d'estimer correctement le bruit de fond dans le champ de vue considéré.

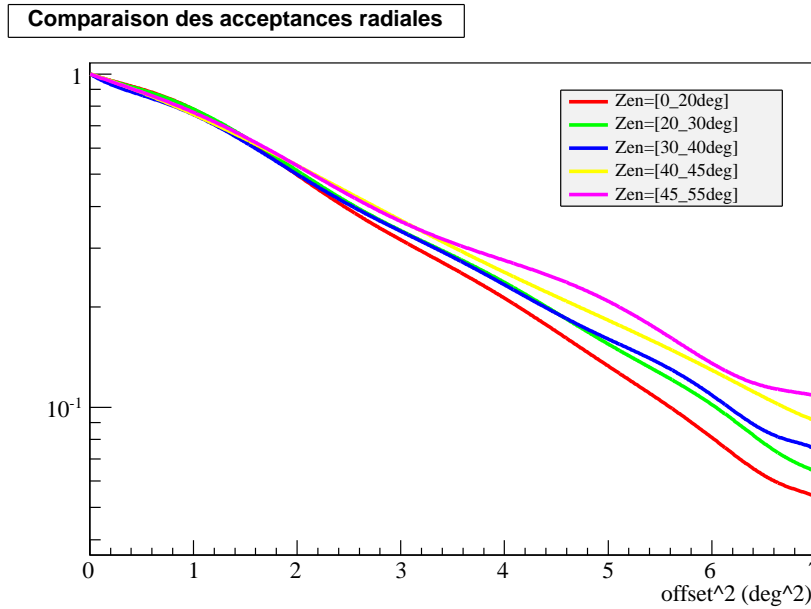


FIGURE 6.15 – Acceptances radiales normalisées obtenues pour la configuration *ash* (correspondant à une coupure de 80 p.e.) pour différentes bandes en angle zénithal et ajustées à l'aide d'une fonction polynomiale. On voit ainsi l'évolution des acceptances en fonction de ces différentes conditions d'observations.

6.5.2 GRA

Les GRA (Gamma-Ray Acceptance) sont les acceptances de gammas détectés après coupures et sont produites à partir de simulations Monte Carlo. Ces fonctions d'instrument servent notamment à produire des cartes en flux ou encore à corriger les observations de sources étendues qui recouvrent une partie importante du champ de vue. Dans ce cas les parties de la source au bord du champ de vue ont une acceptance moins grande que celles au centre du champ de vue, causant un effet d'atténuation qu'il faut corriger en utilisant les GRA.

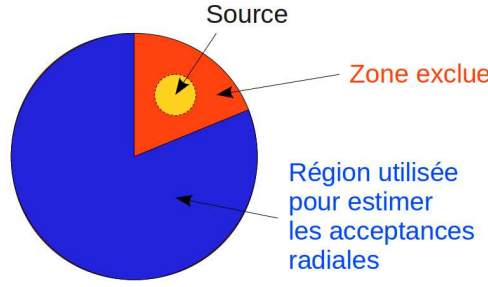


FIGURE 6.16 – Schématisation de la technique de “Pacman” ou de la “part de tarte” consistant à définir des zones sans signal (en bleu) autour des sources extragalactiques observées par *H.E.S.S.* et qui seront utilisées pour compter le nombre de hadrons et électrons détectés. Le quartier orange défini autour de la source gamma est exclu du comptage des événements “ γ -like”. Cette méthode a été développée par [Marandon 2010].

6.5.3 PSF

La fonction d'étalement ou PSF (Point Spread Function) est étroitement reliée à la résolution angulaire de l'instrument. Elle définit la capacité à reconstruire un événement gamma dans la bonne direction et peut être décrite par la distribution suivante [Aharonian 2006c] :

$$PSF = \frac{dP}{d\theta^2} = A \left(\exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma_1^2}\right) + A_{rel} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma_2^2}\right) \right) \quad (6.15)$$

correspondant à la superposition de deux fonctions gaussiennes en θ .

La résolution angulaire de l'instrument est définie à partir de la largeur σ de cette distribution, appelée r_{68} , et correspondant à 68% de la distribution. La résolution angulaire dépend bien entendu des conditions d'observations, elle se dégrade avec l'angle zénithal ainsi qu'avec l'offset, comme on peut le voir sur la figure 6.17. De plus, on note que la PSF moyenne dépend également de l'efficacité optique des miroirs. On remarque que la PSF est meilleure pour une efficacité optique moindre à faible angle zénithal, alors qu'on s'attendrait à avoir une meilleure PSF pour une meilleure efficacité optique. Cela vient du fait que le seuil en énergie accessible avec une meilleure efficacité optique est plus bas, en effet la charge des images de basse énergie est plus importante avec une meilleure réflexion des miroirs. Or la PSF est moins bonne à basse énergie comme on peut le voir sur la figure 6.18. C'est pourquoi la PSF moyenne semble se dégrader avec une meilleure efficacité optique, du moins pour les petits angles zénithaux pour lesquels les gerbes sont nombreuses et bien reconstruites. À plus grand angle zénithal, en revanche, la tendance s'inverse. En effet les images de gerbes à grand angle zénithal sont moins intenses et le seuil en énergie est plus haut quelle que soit l'efficacité optique. Cependant une meilleure réflectivité des miroirs permet de mieux reconstruire ces gerbes et induit une meilleure PSF à grand angle zénithal.

La figure 6.18 montre l'évolution de la PSF en fonction de l'énergie pour les deux méthodes de reconstruction *Hillas* et *Model3D* et pour deux angles zénithaux différents. On note tout

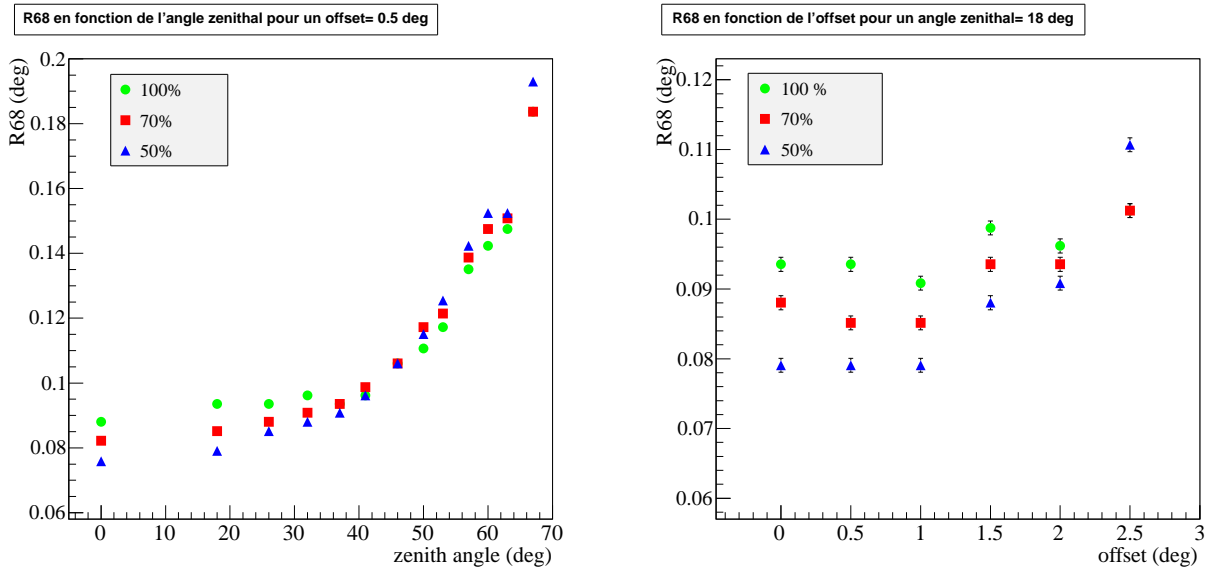


FIGURE 6.17 – Distributions du r_{68} obtenu avec la coupure ash (80 p.e.) de l'analyse Paris-MVA et avec la reconstruction Hillas pour la direction des événements. Gauche : distribution du r_{68} en fonction de l'angle zénithal, pour un offset de 0.5° et pour différentes efficacités optiques des miroirs (100%, 70% et 50% de l'efficacité nominale). Droite : distribution du r_{68} en fonction de l'offset, pour un angle zénithal de 18° et pour les mêmes efficacités optiques des miroirs (100%, 70% et 50%). On remarque que la PSF se dégrade fortement avec l'angle zénithal, passant de 0.082° au zénith à 0.184° pour un angle de 67° à 70% d'efficacité optique. Le r_{68} augmente aussi avec l'offset, bien qu'il soit à peu près constant pour des offsets compris entre 0 et 1° . Enfin, l'efficacité des miroirs joue également sur les résolutions angulaires obtenues et doit être prise en compte correctement pour le calcul de la PSF dans un champ de vue donné.

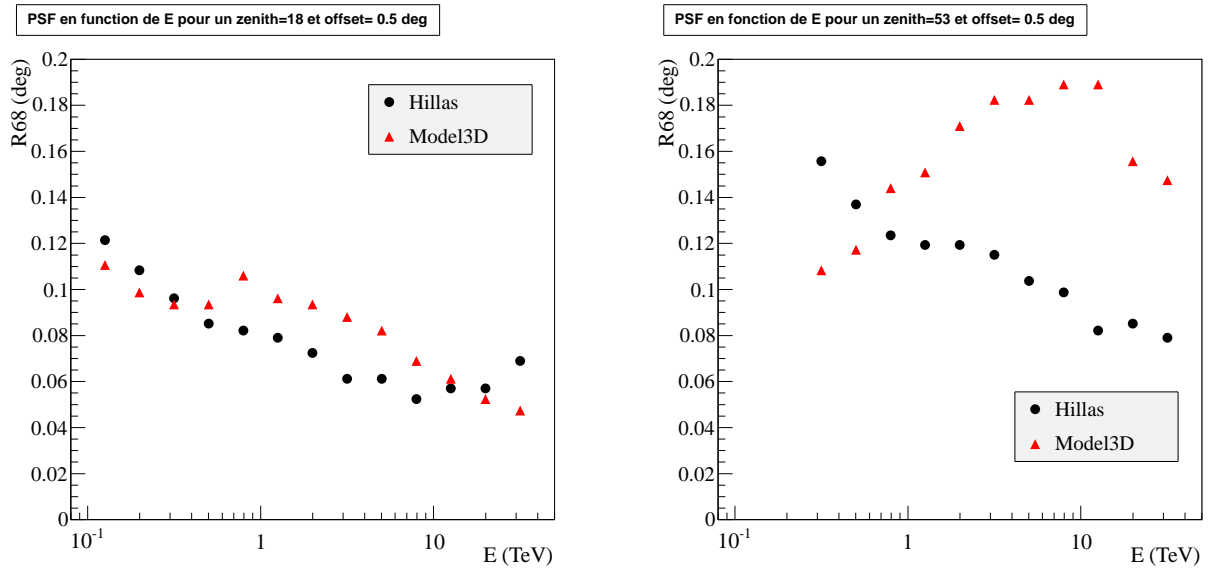


FIGURE 6.18 – Comparaisons du r_{68} obtenu avec la coupure ash (80 p.e.) de l'analyse Paris-MVA et avec les reconstructions Hillas (ronds) et Model3D (triangles) pour la direction des événements. Gauche : distribution du r_{68} en fonction de l'énergie à un angle zénithal de 18° . Droite : distribution du r_{68} en fonction de l'énergie à un angle zénithal de 53° . On voit que le seuil en énergie est plus haut pour l'angle zénithal de 53° . On note également que la méthode Model3D obtient une meilleure PSF à basse énergie (< 300 GeV) et à haute énergie (> 20 TeV) pour un angle zénithal de 18° . A 53° par contre, la PSF de Model3D est toujours meilleure à basse énergie mais se dégrade considérablement au-delà d'1 TeV.

d'abord que le seuil en énergie accessible est effectivement plus haut à $\text{zen}=53^\circ$ (environ 300 GeV) qu'à $\text{zen}=18^\circ$ (100 GeV). On voit aussi que ces deux méthodes ont des comportements très différents en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal considéré. Bien qu'à première vue la variation de la PSF obtenue avec différentes méthodes en fonction de l'énergie semble très nette, cette variable seule n'est finalement pas la plus pertinente pour déterminer quelle est la meilleure méthode de reconstruction. Dans une optique d'amélioration de la PSF en utilisant différentes méthodes de reconstruction, la prise en compte des autres variables observationnelles est donc indispensable. Cette étude sera présentée en détail au chapitre 8.

La PSF dépend évidemment des coupures appliquées aux images car plus la coupure en charge est grande et plus les images sélectionnées sont intenses. Elles sont donc mieux reconstruites et la configuration correspondante obtient une meilleure PSF. Une autre possibilité pour avoir une meilleure reconstruction est d'augmenter la coupure en multiplicité, c'est à dire le nombre de télescopes dont les images passent les coupures en charge pour chaque événement. En effet, par définition du principe de stéréoscopie, plus il y a d'images de la gerbe et meilleure sera la reconstruction. L'inconvénient de ces méthodes repose cependant sur le nombre d'événements sélectionnés avec ces coupures. Cela ne pose pas trop de problème dans le cas des sources très brillantes mais la statistique se retrouve fortement réduite pour les sources faibles. Ces méthodes sélectives ne sont donc pas une bonne solution pour parvenir à une meilleure résolution angulaire sur les sources faibles.

6.5.4 Surfaces de collection

Les surfaces de collection correspondent aux surfaces effectives de détection de sources ponctuelles. Elles sont données en fonction de l'énergie des gammas incidents et pour les différentes variables observationnelles (azimut, angle zénithal, offset, efficacité optique des miroirs). Elles vont servir à mesurer des flux ou à faire des spectres et supposent que la source observée est contenue dans une région de taille prédéfinie correspondant à la PSF obtenue pour la configuration considérée. En effet une coupure en θ^2 correspondant *grosso modo* au r_{68} de la configuration est appliquée aux données afin de ne garder que les gammas provenant bien de la source. Cette hypothèse est valable uniquement pour les sources ponctuelles dont la taille apparente correspond à l'étalement de la PSF. Dans le cas des sources étendues, il faut utiliser les configurations dites de "Full containment" qui n'ont pas de coupure en θ^2 et pour lesquelles on définit une région circulaire contenant l'ensemble de la source pour sélectionner les événements.

La figure 6.19 montre des exemples de surfaces de collection pour différents offsets et angles zénithaux. On voit notamment que les surfaces de détection diminuent quand l'offset augmente et qu'à grand angle zénithal les caméras sont plus sensibles aux gerbes de très haute énergie. L'évolution des surfaces avec l'efficacité optique se traduit quant à elle par une variation du seuil d'énergie accessible et un décalage du maximum de collection avec l'énergie. En effet lorsque l'efficacité optique diminue, le seuil accessible en énergie augmente tout comme l'énergie correspondant au maximum de collection.

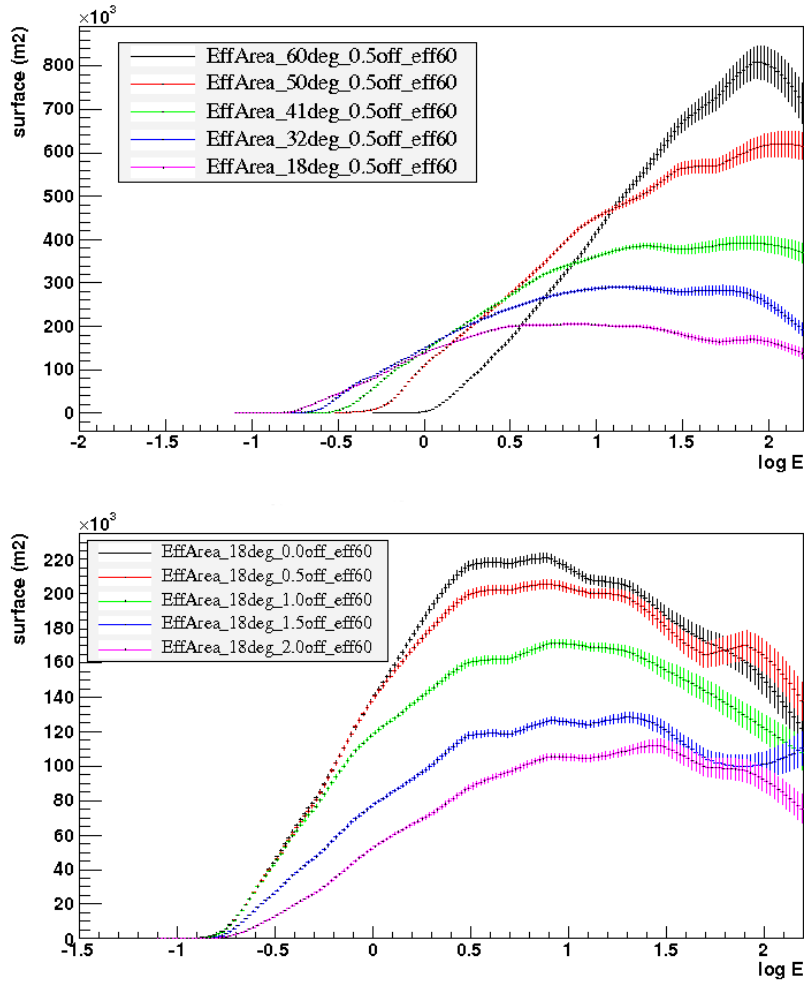


FIGURE 6.19 – Surfaces de collection obtenues pour une efficacité optique de 60%, une coupure en charge à 80 p.e. (configuration ash), un azimuth de 0° (source au nord) et avec la reconstruction Hillas. En haut : Surfaces de collection à offset fixe de 0.5° et pour différents angles zénithaux. En bas : Surfaces de collection à angle zénithal fixe de 18° et pour différents offsets. On voit que plus l'offset augmente et plus les surfaces diminuent dans toute la bande en énergie. En revanche on remarque qu'à un offset donné, le seuil en énergie accessible augmente avec l'angle zénithal et les surfaces de détection deviennent plus importantes à haute énergie. Cela traduit le fait que seules les gerbes à plus haute énergie sont visibles aux grands angles zénithaux.

6.5.5 Résolution en énergie

Les fonctions de résolution en énergie sont utilisées pour créer les spectres en énergie. Elles donnent le biais (correspondant à la moyenne de la distribution $\log(\frac{E_{reco}}{E_{vraie}})$) et la résolution en énergie (correspondant à la variance de cette distribution) pour le jeu de variables observationnelles {azimut, efficacité optique, angle zénithal, offset} et pour chaque configuration considérée. Un exemple de biais et de résolution en énergie sont donnés sur la figure 6.20. On voit notamment que la résolution en énergie obtenue dans cette configuration est stable dans presque toute la gamme d'énergie accessible par H.E.S.S. et vaut environ 15%.

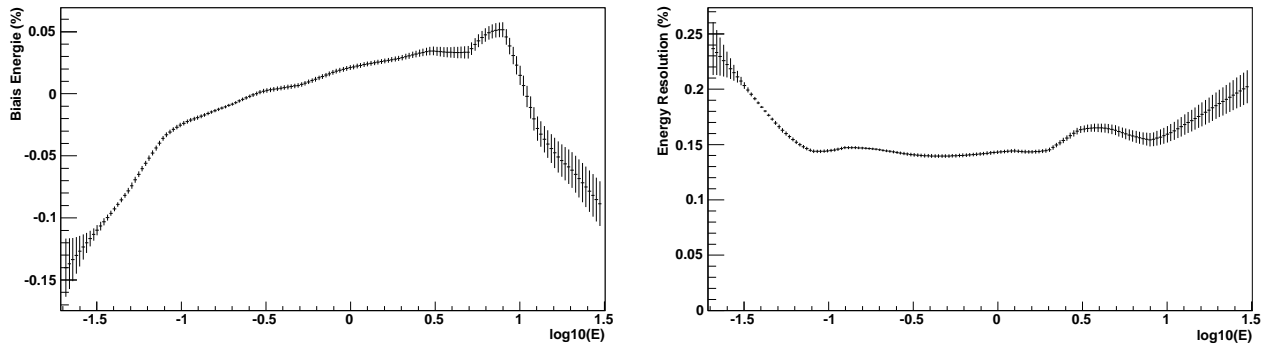


FIGURE 6.20 – *Biais (à gauche) et résolution (à droite) en énergie obtenus avec la méthode Oak pour la configuration ash, à 70% d'efficacité optique, pour un angle zénithal de 18° et un offset de 0.5°.*

6.6 Création de cartes et spectres

L'analyse en astronomie gamma repose sur la création de cartes du ciel qui vont permettre de détecter les sources d'émission gamma et éventuellement d'analyser leur morphologie dans le cas des sources étendues. Puis une étude spectrale approfondie sur les sources sélectionnées peut nous permettre d'identifier les processus à l'oeuvre dans ces objets.

6.6.1 Cartes d'excès

On rappelle que l'excès est défini comme :

$$N_{ex} = N_{ON} - \alpha \times N_{OFF} \quad (6.16)$$

où N_{ON} et N_{OFF} sont le nombre d'événements dans les régions ON et OFF définies dans la section 6.4 et α correspond *grosso modo* au rapport des surfaces corrigées de l'acceptance entre ces régions.

Les cartes d'excès sont donc créées à partir des cartes ON , OFF et α où ces valeurs sont calculées pour chaque pixel du champ de vue considéré à l'aide de la méthode de soustraction

de fond de l’anneau complet (méthode du *Ring*). Cette méthode utilise des événements à égale distance de la source considérée pour le calcul du fond et la taille de l’anneau peut varier afin d’atteindre une valeur de α convenable. Il faut néanmoins prendre en compte l’acceptance radiale des cosmiques “ γ -like” après coupures dans le champ de vue afin de corriger l’effet d’atténuation dû à la diminution de l’acceptance en bord de champ.

Les cartes d’excès produites peuvent ensuite être corrélées avec un rayon donné. Cela consiste à sommer l’excès observé dans tous les bins situés à une distance inférieure ou égale au rayon de corrélation du bin central considéré. Le rayon de corrélation appliqué permet de faire apparaître différents types de sources. Les sources ponctuelles vont avoir une taille apparente correspondant à l’étalement de la PSF, par conséquent, on utilisera dans ce cas un rayon égal au r_{68} mesuré pour le champ de vue considéré. En revanche les sources étendues ont une taille apparente supérieure à la PSF et peuvent nécessiter une corrélation plus importante.

Il est également possible de lisser les cartes d’excès à l’aide d’une gaussienne de largeur donnée, cette procédure n’affectant pas l’amplitude de l’excès observé.

6.6.2 Cartes de significativité

La significativité permet d’estimer si l’excès calculé précédemment est significatif par rapport au bruit de fond ou s’il correspond juste à une fluctuation. Dans le cas gaussien, la significativité est donnée par la formule 6.13 et correspond à l’excès divisé par la racine du bruit dans le cas où les régions *ON* et *OFF* sont différentes [Li 1983]. Or en astronomie gamma la statistique est rarement gaussienne. Dans le cas Poissonien il est possible d’utiliser un estimateur de significativité comparant deux fonctions de vraisemblance. La première fonction teste l’hypothèse selon laquelle la région *ON* contient un signal tandis que la deuxième suppose qu’elle n’en contient pas. Le rapport de ces deux fonctions de vraisemblance est noté λ et le nombre de déviations standard de l’hypothèse signal par rapport à l’hypothèse sans signal est donné par [Li 1983] :

$$S = \sqrt{-2 \ln \lambda} \quad (6.17)$$

où

$$\lambda = \left[\frac{\alpha}{1 + \alpha} \left(\frac{N_{ON} + N_{OFF}}{N_{ON}} \right) \right]^{N_{ON}} \left[\frac{1}{1 + \alpha} \left(\frac{N_{ON} + N_{OFF}}{N_{OFF}} \right) \right]^{N_{OFF}} \quad (6.18)$$

Dans le cas où le nombre d’événements N_{ON} et N_{OFF} est suffisamment grand (statistique gaussienne), la variable $-2 \ln \lambda$ va se comporter comme un χ^2 à un degré de liberté.

En l’absence de signal, la distribution de significativité suit une loi normale gaussienne dont la valeur moyenne est nulle et la variance égale à 1. L’étude de la distribution de significativité du fond est donc un bon moyen de vérifier que les régions présentant un signal ont bien été exclues du calcul du fond.

Les cartes de significativité sont produites à partir des cartes *ON*, *OFF* et α corrélées. Par défaut, le rayon de corrélation utilisé lors des scans est égal à la coupure en θ de la configuration considérée, correspondant grosso modo au r_{68} . Pour le calcul de la significativité

d'une source donnée, en revanche, le rayon utilisé est égal au rayon de la région ON considérée. Cette dernière doit être définie avec précision car la significativité obtenue dépend du rayon de corrélation considéré.

Le principe des essais (*trials*)

Les cartes du ciel produites par défaut ont des pixels (bins) de 0.01° de côté mais cette taille peut être modifiée. Ces cartes comportent donc un nombre N_{bins} de pixels qui sont sujets à des fluctuations du bruit de fond. Or plus le nombre de bins est grand et plus le risque de fluctuation augmente.

La significativité σ_i dans le bin i correspond à la probabilité P que le signal observé dans i ne provienne pas d'une fluctuation du bruit de fond. Cette probabilité est donnée par :

$$P = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\sigma} \exp\left(\frac{-t^2}{2}\right) dt \quad (6.19)$$

Cependant, lorsqu'on recherche un signal à l'aveugle en mode *survey* (scans), comme cela a été fait le long du plan galactique avec H.E.S.S., le nombre d'essais (ou trials) pour rechercher ce signal doit être pris en compte dans le calcul de la significativité d'une source. On parle alors de significativité *post-trials* (à l'opposé de *pre-trials*). Cette significativité est calculée à partir de la probabilité P_N de trouver un faux signal avec un niveau de significativité $\sigma_{pre-trials}$ après N essais. En effet, plus le nombre d'essais est grand et plus cette probabilité augmente.

La probabilité P_N est donc donnée par :

$$P_N = 1 - (1 - P)^N \quad (6.20)$$

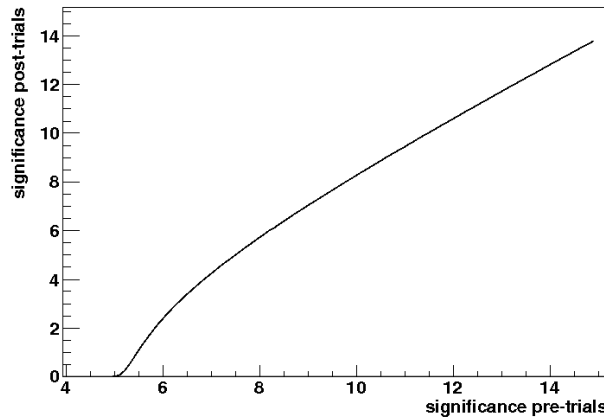


FIGURE 6.21 – Evolution de la significativité corrigée en fonction de $\sigma_{pre-trials}$ pour un nombre d'essais égal à 8.4×10^6 .

Le nombre d'essais N est généralement assimilé au nombre de bins dans la carte du ciel. Le scan du plan galactique effectué par H.E.S.S. s'étend sur 140° de longitude et 6° de latitude. Donc le nombre total de bins de 0.01° de côté est de 8.4×10^6 . L'évolution de la significativité après correction du nombre d'essais en fonction de $\sigma_{pre-trials}$ est représentée sur la figure 6.21.

Avec ce nombre d'essais, le niveau de significativité avant correction requis pour atteindre une significativité finale de 5σ (correspondant au niveau de détection d'une source) est donc de $7.5\sigma_{pre-trials}$. Notons cependant que ce niveau est volontairement conservatif car le nombre d'essais choisi ici ne prend pas en compte la corrélations des bins et est donc surestimé.

6.6.3 Spectres en énergie

Comme on l'a vu précédemment, la réponse de l'instrument dépend fortement des conditions d'observations, en particulier de l'angle zénithal et de l'offset dans le champ de vue. Le seuil en énergie et la surface de collection peuvent varier énormément d'un run à l'autre. C'est pourquoi, afin de s'affranchir de nombreux effets systématiques, la méthode de soustraction de fond utilisée pour déterminer le spectre en énergie d'une source donnée est celle des régions *OFF* multiples (méthode *Reflected*). En effet celles-ci sont toutes situées à la même distance du centre du champ de vue et ont donc la même acceptance radiale. En outre pour ce type d'étude, on a besoin des surfaces de collection en fonction de l'énergie ainsi que des résolutions en énergie afin de déconvoluer les données de la réponse de l'instrument correspondant aux conditions d'observation de la source considérée.

La méthode utilisée pour la création de spectres, appelée méthode de "forward-folding" [Mohanty 1998, Piron 2000], repose sur la comparaison du nombre d'événements obtenus dans des intervalles (bins) en énergie avec la prédiction attendue en faisant l'hypothèse d'une forme spectrale $\frac{dN}{dE}$ donnée. Les valeurs des paramètres caractérisant la forme spectrale considérée sont obtenues grâce à un maximum de vraisemblance en comparant les données avec les valeurs attendues.

La distribution des événements sélectionnés est échantillonnée en différents intervalles :

- en angle zénithal $[zen^{min}, zen^{max}]_{iz}$ avec des bins de largeur $\Delta \cos zen = 0.05$,
- en offset $[\delta^{min}, \delta^{max}]_{io}$ avec des bins $\Delta \delta = 0.5^\circ$,
- en efficacité optique $[eff^{min}, eff^{max}]_{ieff}$,
- en énergie reconstruite $\tilde{E}_{ie} : [\tilde{E}^{min}, \tilde{E}^{max}]_{ie}$ dont l'énergie minimale et maximale est définie par l'utilisateur.

On a donc un ensemble d'intervalles à 4 dimensions : $\Delta_{iz,io,ie,ieff} \equiv \Delta_{iz} \otimes \Delta_{io} \otimes \Delta_{ie} \otimes \Delta_{ieff}$. Pour chacun de ces intervalles on détermine le nombre d'événements dans les régions *ON* et *OFF* et l'excès correspondant est donné par :

$$S_{iz,io,ie,ieff}^{obs} = N_{iz,io,ie,ieff}^{ON} - \alpha N_{iz,io,ie,ieff}^{OFF} \quad (6.21)$$

Le nombre théorique attendu de photons gammas est calculé par l'intégrale :

$$S_{iz,io,ie}^{th} = \tau_{ON} \int_{\tilde{E}_{ie}^{min}}^{\tilde{E}_{ie}^{max}} d\tilde{E} \int_0^\infty dE \times \left[\frac{dN}{dE} \right]^{th} \times \mathcal{A}(E, zen_{iz}, \delta_{io}, eff_{ieff}) \times \mathcal{P}(E, \tilde{E}, zen_{iz}, \delta_{io}, eff_{ieff}) \quad (6.22)$$

où $\frac{dN}{dE}$ est l'hypothèse de forme spectrale, τ_{ON} est le temps d'observation corrigé du temps mort de la région *ON*, \mathcal{A} est l'acceptance pour les photons d'énergie vraie E et \mathcal{P} la probabilité de reconstruire un gamma d'énergie vraie E à l'énergie reconstruite \tilde{E} . La fonction de vraisemblance compare ainsi le nombre d'événements théoriques dans les régions *ON* et *OFF* attendus

compte-tenu de l'hypothèse spectrale considérée avec le nombre réel observé et les paramètres correspondants sont dérivés du maximum de vraisemblance.

De plus une significativité minimale de 2σ est imposée dans chaque bin en énergie ($N_E = \sum_{iz,io,ioff} N_E^{iz,io,ioff}$) pour le signal observé. Le nombre de bins peut donc varier jusqu'à atteindre cette valeur minimale. À très haute énergie en particulier la statistique est faible et ce seuil n'est pas atteint. Dans ce cas, une limite supérieure en flux peut être dérivée.

Les formes spectrales couramment testées sont les suivantes :

- la loi de puissance pure :

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \quad (6.23)$$

- la loi de puissance courbée :

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\Gamma - \beta \log(E/E_0)} \quad (6.24)$$

- la loi de puissance brisée :

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma_1} \left(1 + \left(\frac{E}{E_c} \right)^{1/S} \right)^{S(\Gamma_1 - \Gamma_2)} \quad (6.25)$$

- la loi de puissance avec coupure exponentielle :

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \times \exp(-E/E_c) \quad (6.26)$$

où E_0 est l'énergie de référence en TeV, Φ_0 la normalisation du flux en $\text{TeV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, Γ_i le (ou les) indices spectraux de la (ou les) loi(s) de puissance et E_c l'énergie de coupure en TeV.

Pour déterminer l'hypothèse la plus probable, on les compare 2 à 2 et on définit le rapport du maximum de vraisemblance comme :

$$\lambda = -2 \ln \frac{L_{H1}}{L_{H0}} \quad (6.27)$$

avec L_{H_i} le maximum de vraisemblance de l'hypothèse H_i . λ peut ensuite se traduire en une probabilité d'amélioration de l'hypothèse H_1 par rapport à H_0 . On fixe généralement le seuil à $\lambda > 4$ pour lequel l'hypothèse H_1 testée correspond à un meilleur ajustement des données que l'hypothèse de base H_0 .

6.6.4 Courbes de lumière

Afin d'étudier la variation du flux d'une source au cours du temps on va créer des courbes de lumière. Elles correspondent au flux intégré au-delà d'une certaine énergie et pendant une durée donnée en fonction de la date (MJD). Cette durée dépend de la source observée et du temps d'observation qui lui est alloué. Dans le cas des sources très lumineuses et très variables comme les AGNs présentant des sursauts d'activité intense (flares) l'intervalle de temps peut être de l'ordre de la minute.

6.6.5 Erreurs systématiques

Il existe de nombreuses sources d'erreurs systématiques dans l'estimation du flux observé. Ces erreurs ont été étudiées en détail dans [Rolland 2005] et portent sur l'étalonnage, les gains des PMTs, la dépendance azimutale des observations, le taux de NSB ou encore les variations de conditions atmosphériques. Les incertitudes dues au modèle d'interaction des gerbes avec l'atmosphère dans les simulations Monte-Carlo sont d'environ 15% et l'effet des pixels cassés ou manquants ou l'incertitude sur le temps d'observation sont également des sources d'erreurs importantes. De plus, les incertitudes sur les coupures et la méthode de soustraction du fond utilisées doivent aussi être prises en compte.

L'erreur systématique totale est de l'ordre de 20% pour le flux mesuré des sources ponctuelles et de ± 0.1 pour l'indice spectral [Aharonian 2006c] pour les sources ponctuelles.

Troisième partie

Résultats

Détection automatique de sources et amélioration de la soustraction du bruit de fond

Sommaire

7.1	But	159
7.2	L'algorithme de double seuil	160
7.3	Tests de la méthode	162
7.3.1	Effet des différentes coupures	162
7.3.2	Effet des différents seuils	165
7.3.3	Simulation des fluctuations du fond	166
7.3.4	Nombre d'itérations nécessaires	171
7.4	Résultats sur un exemple de champ de vue	175
7.4.1	HotSpot J1813-163	178
7.4.2	HotSpot J1751-266 et HotSpot J1750-272	179
7.4.3	HotSpot J1756-250	179
7.5	Conclusion	180

7.1 But

Une des stratégies de l'expérience H.E.S.S. consiste à réaliser des scans le long du plan galactique afin de sonder en détail les parties centrales de la Galaxie qui sont particulièrement riches en sources gamma. Ces surveys ont permis de découvrir de nombreuses sources le long du plan [Aharonian 2006d, Aharonian 2005a, Chaves 2008], les sources les plus brillantes étant détectées au bout d'une dizaine d'heures d'observation. En revanche, les sources plus faibles nécessitent de plus amples observations afin d'atteindre le niveau de significativité requis pour s'assurer de leur détection. La recherche de ces sources se fait manuellement et consiste à produire des cartes du plan galactique et à tenter de repérer visuellement les éventuels *hot spots* (points chauds) correspondant peut-être à de nouvelles sources. Afin de simplifier et d'automatiser cette procédure, une méthode de sélection basée sur un algorithme de double seuil appliqué aux cartes de significativité a été développée pendant cette thèse.

Ce système a également trouvé une seconde utilité particulièrement intéressante pour l'étude des sources faibles. En effet, comme on l'a vu au chapitre 6, on utilise des régions de contrôle

(régions *OFF*) dans lesquelles il n'y a pas de signal observé. Ces régions vont servir à estimer le bruit de fond γ -like qui n'est pas supprimé par les coupures de formes appliquées aux images des gerbes détectées. L'étude des sources faibles requiert une analyse fine avec une soustraction particulièrement rigoureuse du bruit de fond résiduel. Par conséquent, il est primordial de s'assurer que ces régions *OFF* ne contiennent aucun signal qui viendrait fausser l'estimation du fond. C'est là qu'interviennent les régions d'exclusions qui visent à exclure les zones contenant un excès d'événements du calcul du fond. Ces régions sont généralement circulaires ou rectangulaires et sont définies plus ou moins grossièrement lors d'un processus itératif consistant à ajouter une région d'exclusion associée à chaque excès repéré. Or, le plan galactique présente une grande richesse en sources, la plupart sont étendues avec des morphologies bien particulières et peuvent également être superposées les unes aux autres. Les régions circulaires utilisées ne sont donc pas forcément bien adaptées à la morphologie des sources observées. De plus, il existe des zones d'émission diffuse qui ne doivent pas non plus être utilisées pour le calcul du fond. Le système de double seuil présenté dans ce chapitre consiste à sélectionner les régions présentant un signal significatif dans un champ de vue donné. Il peut donc également être adapté pour définir les régions à exclure de l'estimation du fond.

Dans la suite nous décrirons le principe du système utilisé, les tests de performance et les résultats obtenus sur un exemple de champ de vue.

7.2 L'algorithme de double seuil

L'algorithme développé s'inspire de la méthode de nettoyage des images reposant sur un système à double seuil appliqué à chaque pixel et à ses plus proches voisins (voir section 6.1.1). Les pixels utilisés ont une taille de 0.01° , bien inférieure à la taille typique de la PSF obtenue par les télescopes H.E.S.S., de l'ordre de 0.1° .

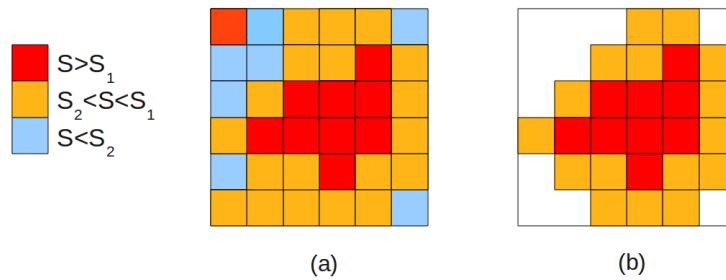


FIGURE 7.1 – Exemple de sélection des bins selon le principe de double seuil. Les pixels au-dessus du seuil S_2 n'ayant pas de plus proche voisin au-dessus du seuil S_1 ne sont pas retenus et inversement.

Voici les différentes étapes de l'algorithme (illustrées sur la figure 7.2) :

- On analyse une première fois le champ de vue considéré pour créer une carte de significativité qui va servir de base à la méthode de sélection.
- On fixe un premier seuil S_1 et un second $S_2 < S_1$. On sélectionne ensuite tous les bins au-dessus du seuil S_1 qui ont au moins un plus proche voisin passant le seuil S_2 dans la

carte de significativité comme illustré sur la figure 7.1. Les plus proches voisins passant le seuil S_2 sont également sélectionnés. On entend par plus proches voisins les 8 bins qui ont au moins un sommet commun avec le bin considéré. Cette étape nous permet de nous affranchir d'éventuelles fluctuations dans un bin donné en imposant un signal observé dans au moins deux bins voisins.

- On s'attend à avoir un étalement des sources gamma dû à la PSF de l'instrument. Afin de prendre en compte cet effet, on étend la sélection de bins aux pixels situés à une distance inférieure ou égale à r_{PSF} qui sera définie à partir de la distribution de la PSF dans le champ de vue. On garde ensuite tous les bins pour lesquels l'excès observé N_{exc} est $\geq 2\sqrt{N_{OFF}}$. Ce critère permet de s'assurer que l'excès dans ces bins est au-dessus du bruit de fond moyen et susceptible de provenir du point chaud détecté même s'il n'est pas clairement significatif. On utilise pour cela les cartes d'excès et OFF corrélées, en effet la statistique de l'excès non corrélé est trop faible pour pouvoir appliquer ce critère. Pour la création des cartes d'exclusion, on choisit le rayon r_{95} correspondant à 95% de la PSF pour la distance r_{PSF} . On veut en effet exclure tout signal potentiel, incluant les queues de PSF. La recherche automatique de sources ne requiert pas un tel niveau de sélection, on prendra donc le r_{68} correspondant à 68% de la PSF dans ce cas.
- Les pixels sélectionnés forment des "clusters" (ou amas) correspondant à de nouvelles sources potentielles, appelées "hot spots" (points chauds). L'algorithme compte le nombre de clusters détectés et calcule leur surface. Cela permet de définir les différentes régions présentant un signal dans le but de faire une analyse plus poussée des points chauds repérés. Cela va aussi nous servir à estimer la convergence des régions exclues par la suite.
- Lors de la création des régions d'exclusion, on étend la sélection des bins à 95% de la PSF. Dans ce cas certains pixels ne passent pas le critère requis ($N_{exc} \geq 2\sqrt{N_{OFF}}$), ce qui permet de délimiter les régions contenant du signal. Cependant cela peut engendrer des régions irrégulières (voir figure 7.2 (d)). Or les régions d'exclusion doivent être définies de manière bien homogène pour pouvoir être utilisées lors de l'estimation du bruit de fond. C'est pourquoi on va lisser ces régions avec un rayon de corrélation égal à 0.1° . Ce rayon arbitraire a été choisi de manière à éviter les irrégularités des régions d'exclusion. La carte obtenue est ensuite renormalisée afin d'avoir uniquement des valeurs binaires dans chaque pixel : 0 lorsque la région contient du signal et doit être exclue et 1 quand elle peut être utilisée pour la soustraction du fond.
- Dans le cas de la recherche automatique de sources, l'algorithme crée une liste des hot spots potentiels, repérés par la position de leur centre de gravité.

Ce système est un processus itératif et nécessite d'être répété plusieurs fois afin d'avoir une exclusion optimale de toutes les régions présentant un signal. En effet, après la première itération, l'estimation du fond sera meilleure lors de l'analyse, ce qui augmentera la significativité de certaines régions. Celles-ci passeront donc les seuils requis par l'algorithme à la seconde itération alors que ce n'était pas le cas lors de la première. Il est donc essentiel de répéter le processus jusqu'à "convergence" complète. Le nombre d'itérations nécessaire ainsi que des exemples de cartes obtenues à chaque itération seront présentés dans la section 7.3.4. De plus,

l'effet de différentes coupures ainsi que différents seuils ont été testés et seront exposés dans la section 7.3.

On note que le calcul de la PSF est réalisé en supposant un spectre donné (indice spectral, énergie minimale et maximale). Comme on estime la PSF moyenne du champ de vue on supposera un indice moyen de 2.3 et une énergie comprise entre 0.1 TeV et 100 TeV, correspondant *grosso modo* à la bande d'énergie accessible par H.E.S.S. Cette approximation n'est pas parfaite car elle suppose les mêmes propriétés pour toutes les sources du champ de vue. De plus, dans le cas où l'algorithme est appliqué à de grands champs de vue, les variations de PSF peuvent être importantes. Dans l'idéal, il conviendrait donc d'utiliser la valeur de la PSF correspondant à chaque pixel considéré lors de la deuxième étape. Cependant, le temps de calcul nécessaire serait beaucoup plus important et cela n'apporterait probablement pas d'amélioration significative à la définition des régions. Afin de minimiser les variations de la PSF, il vaut donc mieux restreindre le champ de vue considéré lorsque l'on veut réaliser une analyse fine d'une source particulière.

7.3 Tests de la méthode

Avant d'appliquer l'algorithme à l'analyse des sources, nous voulons évaluer l'influence des différents paramètres jouant un rôle dans la sélection des régions présentant un signal significatif. Nous allons donc tester l'effet des différentes coupures disponibles, la fiabilité des seuils choisis et le nombre d'itérations nécessaires pour obtenir la carte d'exclusion finale du champ de vue considéré.

7.3.1 Effet des différentes coupures

Comme on l'a vu au chapitre 6, différents jeux de coupures ont été définis par la méthode *Paris-MVA* dans le but d'optimiser la détection de certains types de sources. Ces différentes configurations sont sensibles à différentes propriétés des sources et conduisent à différentes distributions de PSF. Par conséquent, les cartes d'exclusion produites vont dépendre de la configuration utilisée. Dans cette section nous allons réaliser des tests sur les cartes d'exclusion, par conséquent on étend la sélection de bins à 95% de la PSF comme décrit précédemment. Les cartes obtenues à l'itération 0 sur le champ de vue pris en exemple précédemment avec les seuils ($S_1=5\sigma$, $S_2=3\sigma$) et pour différentes configurations sont représentées sur la figure 7.3.

On voit effectivement que les configurations *fir* et *teak* font apparaître différentes régions présentant du signal comparé à la configuration *ash* prise en exemple précédemment. La coupure à 60 p.e. est en effet plus sensible aux basses énergies et présente deux nouvelles régions le long du plan autour de 4° de longitude. La coupure à 110 p.e. est quant à elle optimisée pour la détection des sources faibles et présente également une nouvelle région autour de ($l=4.5^\circ$, $b=0^\circ$) ainsi qu'une autre à la position ($l=13.5^\circ$, $b=3^\circ$). Nous les étudierons dans la section 7.4. L'idéal pour la recherche de nouvelles sources dans le plan galactique serait donc d'appliquer systématiquement l'algorithme de double seuil avec ces différentes coupures afin de pouvoir mettre en évidence des sources aux propriétés diverses. Mais pour des raisons de simplicité dans le cadre de la recherche de nouveaux points chauds dans le plan galactique on choisira

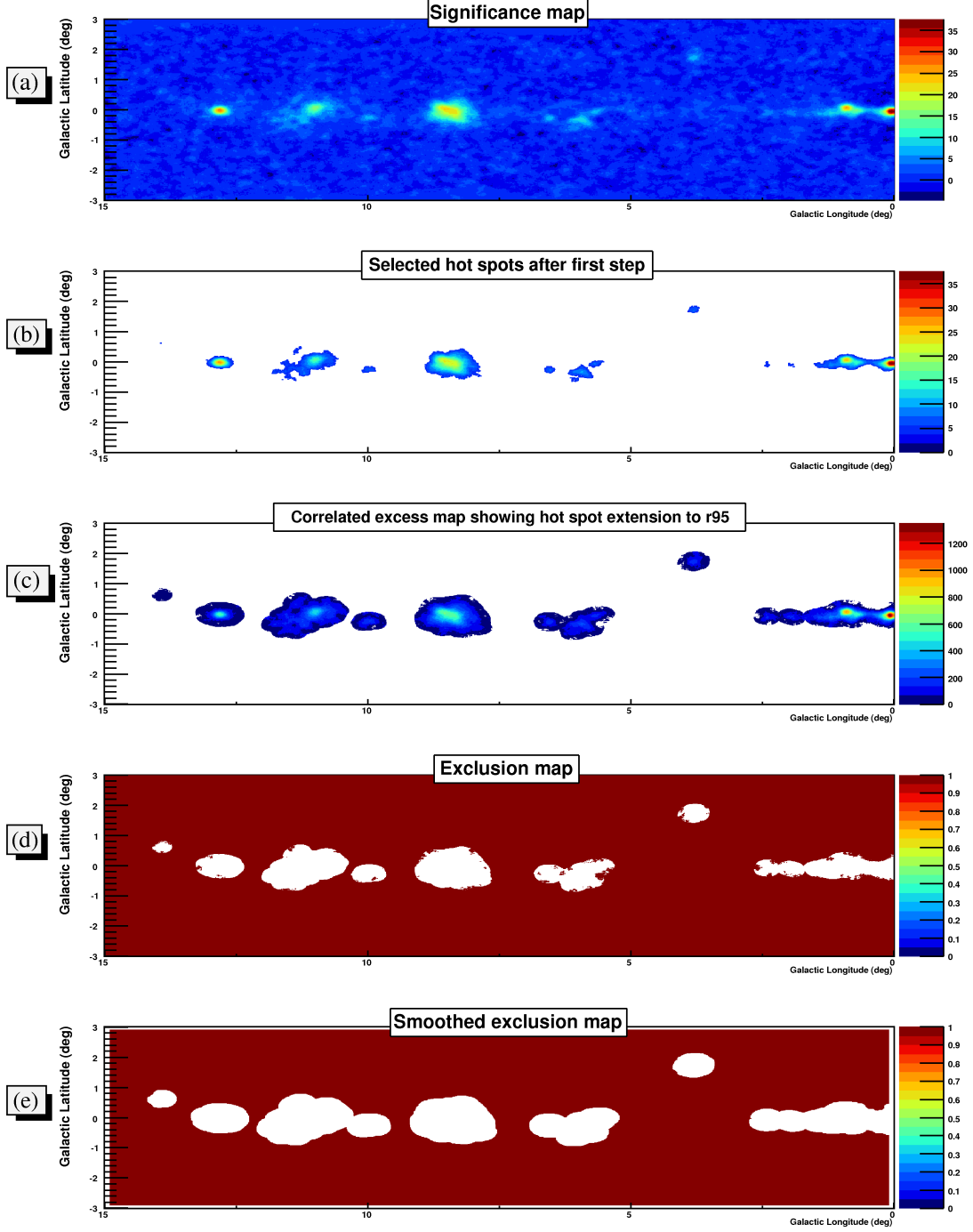


FIGURE 7.2 – Illustration des différentes étapes de la procédure de sélection des pixels par le système de double seuil sur la portion du plan galactique comprise entre les longitudes 0 et 15° et pour la configuration ash correspondant à une coupure en charge de 80 p.e. (a) : carte de significativité servant de point de départ. (b) : les pixels passant le double seuil de significativité ($S_1=5\sigma$, $S_2=3\sigma$) sont sélectionnés. (c) : carte d'excès corrélé montrant la sélection des pixels passant le critère $N_{exc} \geq 2\sqrt{N_{OFF}}$ à une distance inférieure ou égale au r_{95} ($=0.2^\circ$ ici) de la sélection à l'étape précédente. (d) : les régions passant les deux critères sont définies comme régions d'exclusion. (e) : carte finale d'exclusion après lissage des régions avec un rayon de corrélation égal à 0.1° .

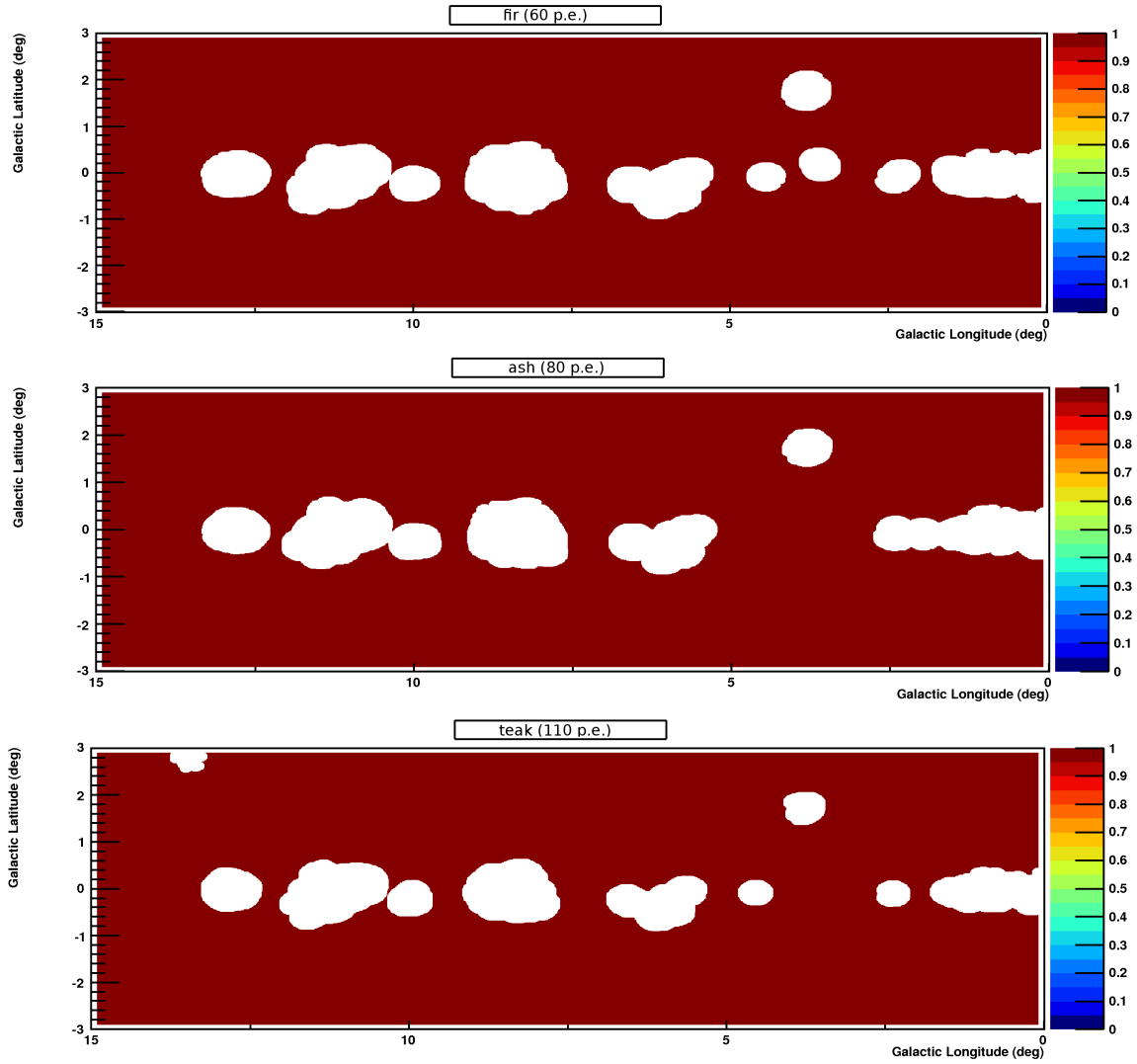


FIGURE 7.3 – Comparaison de l'influence des différentes configurations pour la création des cartes d'exclusion sur la portion du plan galactique comprise entre les longitudes 0 et 15°. De haut en bas : configuration fir correspondant à une coupure en charge de 60 p.e., configuration ash (coupure en charge de 80 p.e.) et configuration teak (coupure en charge de 110 p.e.) Les seuils de significativité utilisés sont 5σ et 3σ . Les valeurs de r_{68} obtenues pour chacune de ces configurations dans ce champ de vue sont respectivement 0.092° , 0.087° et 0.081° . Les valeurs de r_{95} utilisées sont respectivement 0.213° , 0.201° et 0.175° .

d'utiliser la configuration *teak* optimisée pour l'étude des sources faibles dans le plan galactique.

7.3.2 Effet des différents seuils

Les niveaux de significativité ($S_1=5\sigma$, $S_2=3\sigma$) que nous avons pris en exemple sont fixés arbitrairement. Nous voulons donc tester d'autres niveaux et nous assurer de la pertinence des seuils choisis. On reprend le champ de vue donné en exemple dans la section précédente pour appliquer différents niveaux de seuils à la carte de significativité de départ.

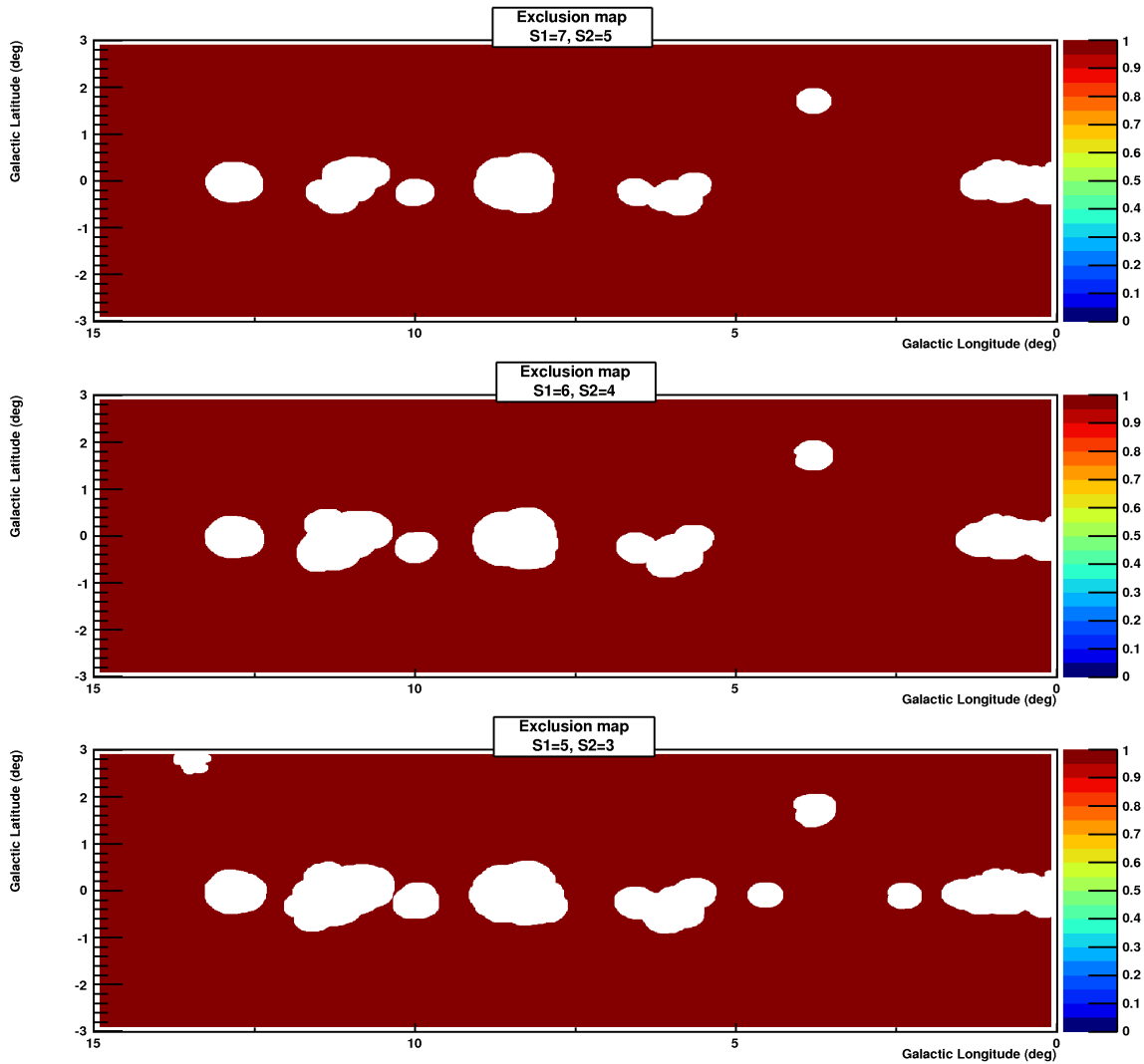


FIGURE 7.4 – De haut en bas : cartes d'exclusion obtenues à partir de la carte de significativité de départ avec la configuration *teak* et pour les seuils (S_1, S_2) valant $(7\sigma, 5\sigma)$, $(6\sigma, 4\sigma)$ et $(5\sigma, 3\sigma)$ respectivement.

Les surfaces exclues pour différents couples de seuils ainsi que le nombre de clusters trouvés sont donnés dans la table 7.1. Les cartes d'exclusions obtenues avec les seuils $(5\sigma, 3\sigma)$, $(6\sigma, 4\sigma)$ et $(7\sigma, 5\sigma)$ et la configuration *teak* sont représentées sur la figure 7.4.

On voit que c'est surtout le seuil S_1 qui joue un rôle majeur sur les régions à exclure. En effet, plus le seuil S_1 est haut, et plus la surface totale exclue diminue. En revanche, l'abaissement du seuil S_2 ne modifie quasiment pas l'étendue des surfaces exclues. On remarque des différences entre les cartes obtenues avec différents seuils S_1 de part le nombre de régions exclues et leur surface totale, surtout entre les niveaux de seuils $S_1=5\sigma$ et 6σ . En effet, l'abaissement du seuil S_1 à 5σ fait apparaître trois nouvelles régions à exclure.

TABLE 7.1 – *Nombre de clusters détectés et surface exclue totale avec la configuration teak pour différents seuils (S_1, S_2) sur l'exemple de champ de vue du plan galactique compris entre les longitudes 0 et 15° .*

(S_1, S_2)	(5, 3)	(5, 4)	(6, 4)	(6, 5)	(7, 5)	(7, 6)
Nombre de clusters	10	10	7	7	7	7
Surface exclue (deg^2)	8.49	8.47	6.69	6.67	5.64	5.61

7.3.3 Simulation des fluctuations du fond

Afin de tester la fiabilité des niveaux de seuils considérés, nous allons procéder à des simulations de cartes *ON* et *OFF* à partir d'une carte *OFF* d'un champ de vue donné et de la carte de normalisation α correspondante. Ces cartes vont permettre de simuler les fluctuations du fond et ont pour but de quantifier le nombre de fausses détections (correspondant à des fluctuations) par l'algorithme pour les seuils choisis.

On simule donc des événements suivant une distribution poissonnienne à partir d'une carte de fond réelle avec lesquels on remplit aléatoirement les cartes *ON* et *OFF* simulées. La figure 7.5 montre un exemple de ces cartes simulées et la figure 7.7 donne les distributions correspondantes ainsi que celles des cartes réelles. On voit que les distributions *ON* et *OFF* des simulations et des cartes réelles sont bien similaires. On crée ensuite une carte d'excès et de significativité à partir des cartes *ON* et *OFF* simulées et de la carte de α réelle (rapport des acceptances *ON* et *OFF*). Un exemple de cartes obtenues est donné sur la figure 7.6. La distribution de significativité de la carte simulée est bien ajustée par une fonction gaussienne de largeur 1, comme le montre la figure 7.8.

Les cartes simulées sont circulaires avec un diamètre de 2.5° et des bins de 0.01° de côté. Le nombre de bins dans une carte simulée est donc de 4.9×10^5 . Par conséquent, pour 10^5 simulations, le nombre de bins total testé est de 4.9×10^{10} . Aux effets de bord près, cela revient donc à simuler plus de 5000 fois tout le plan galactique (qui comporte 8.4×10^6 bins de 0.01°).

On applique ensuite l'algorithme de double seuil aux cartes obtenues et on compte le nombre de points chauds détectés. Les différents seuils testés précédemment ont été appliqués aux simulations de cartes et le nombre de points chauds détectés sur 10^5 simulations est donné dans la table 7.2.

Aucune fausse source n'a été détectée par l'algorithme avec les seuils $S_1=7\sigma$, $S_2=5\sigma$. En revanche, l'abaissement de S_1 conduit à un certain nombre de fausses détections. La probabilité

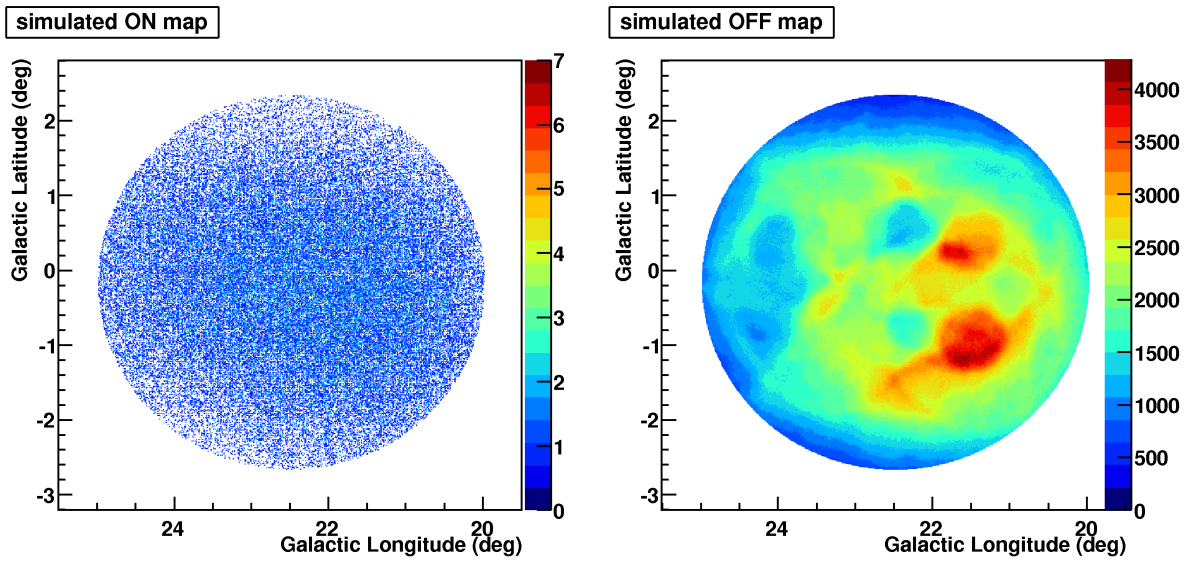


FIGURE 7.5 – *Gauche : exemple de carte ON simulée suivant une distribution poissonnienne à partir de la carte OFF réelle normalisée à la valeur de α . Droite : exemple de carte OFF simulée à partir de la carte OFF réelle. Ces cartes vont ensuite servir à créer les cartes d'excès et de significativité simulées montrées sur le figure 7.6.*

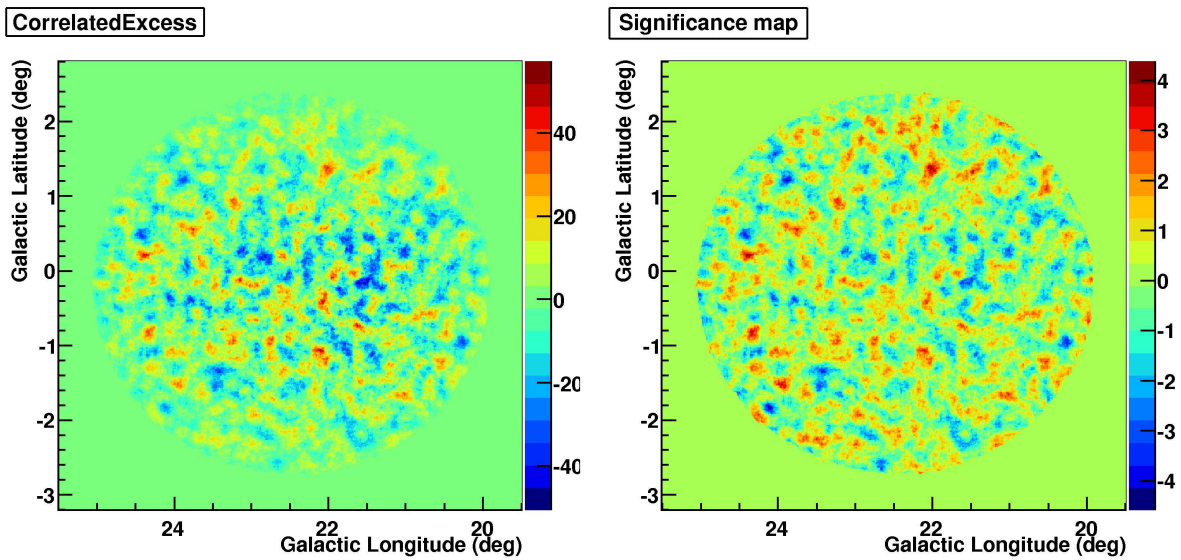


FIGURE 7.6 – *Exemple de simulations de cartes d'excès et de significativité (corrélées avec un rayon=0.089°) obtenues à partir des cartes ON et OFF de la figure 7.5.*

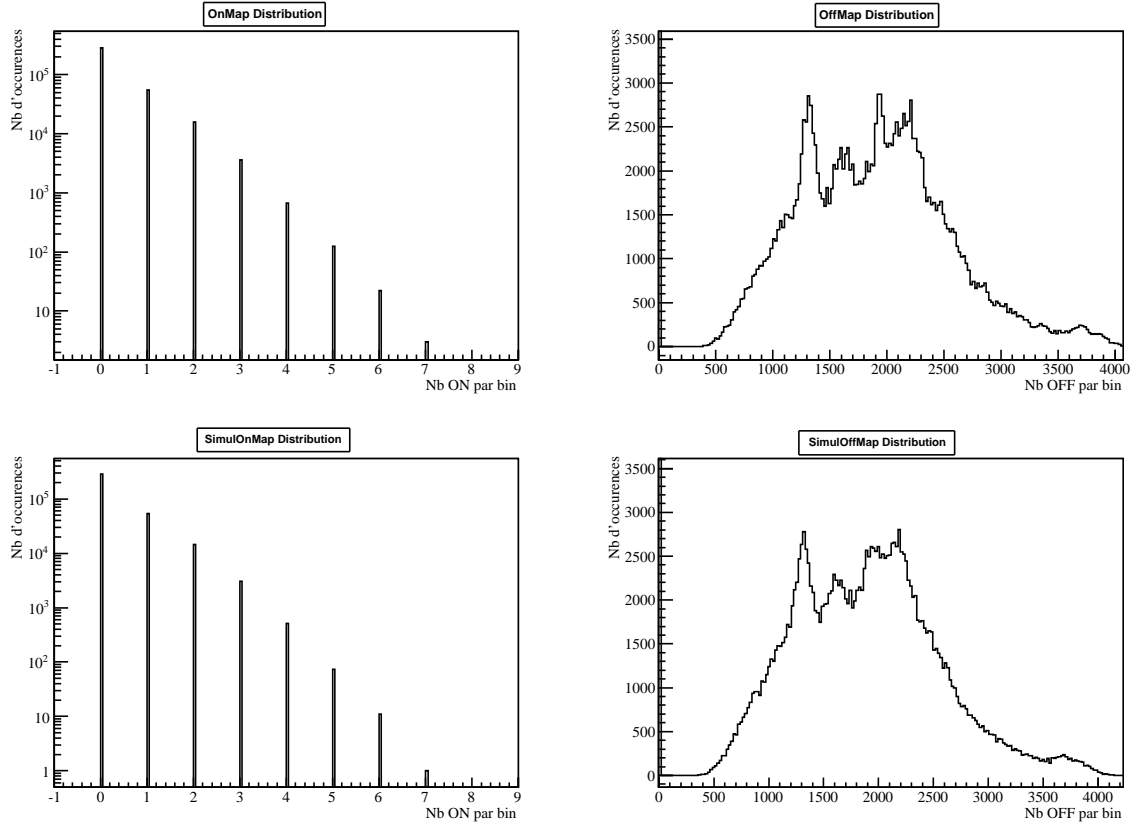


FIGURE 7.7 – Haut : Distributions du nombre d'événements par bin des cartes réelles (carte ON à gauche et OFF à droite). Bas : distributions du nombre d'événements par bin des cartes simulées (carte ON à gauche et OFF à droite).

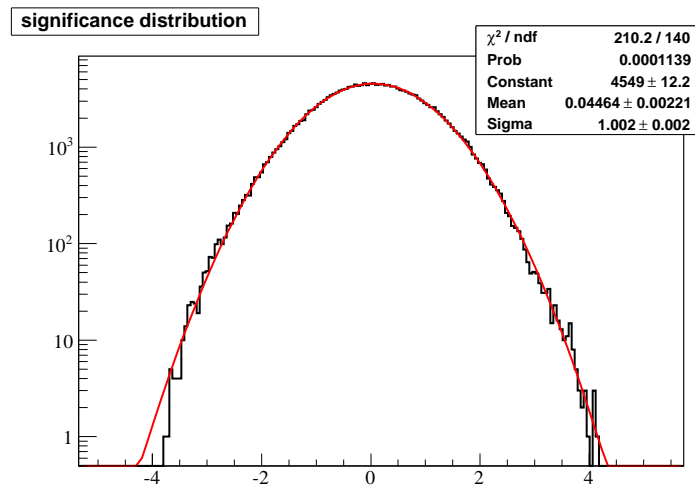


FIGURE 7.8 – Distribution de significativité de la carte simulée montrée sur la figure 7.6 ajustée par une fonction gaussienne (en rouge).

correspondante pour un seuil $S_1=5\sigma$ est en effet à près de 2%. Des fluctuations peuvent donc statistiquement se produire dans les données réelles et risquent de fausser l'estimation du fond si on ne les exclut pas.

TABLE 7.2 – *Nombre de points chauds détectés et probabilité de fausse détection associée pour différents seuils (S_1, S_2) et pour 10^5 simulations de cartes.*

(S_1, S_2)	(5, 3)	(5, 4)	(6, 4)	(6, 5)	(7, 5)	(7, 6)
Nb de fausses détections	1950	1894	11	11	0	0
Probabilité associée	1.9×10^{-2}	1.9×10^{-2}	1.1×10^{-4}	1.1×10^{-4}	$< 1 \times 10^{-5}$	$< 1 \times 10^{-5}$

Significativité négative

La distribution de significativité étant symétrique, on s'attend aussi à avoir des fluctuations négatives. On teste donc également la probabilité de détecter des zones de significativité négatives avec les seuils $(S_1=-5\sigma, S_2=-3\sigma)$, $(S_1=-6\sigma, S_2=-4\sigma)$ ainsi que $(S_1=-7\sigma, S_2=-5\sigma)$ sur 10^5 simulations. Les résultats sont donnés dans la table 7.3 et sont légèrement supérieurs au nombre de fausses détections obtenu pour les seuils positifs correspondants, mais restent malgré tout similaires. Il est possible que ce résultat soit dû à un biais vers les valeurs négatives de la significativité, ceci étant néanmoins sans effet sur la recherche de hot spots dont la significativité attendue est positive.

TABLE 7.3 – *Nombre de points chauds détectés et probabilité de fausse détection associée pour différents seuils (S_1, S_2) négatifs et pour 10^5 simulations de cartes.*

(S_1, S_2)	(-5, -3)	(-6, -4)	(-7, -5)
Nb de fausses détections	2390	13	0
Probabilité associée	2.4×10^{-2}	1.3×10^{-4}	$< 1 \times 10^{-5}$

Champ de vue extragalactique

Les cartes galactiques utilisées pour les simulations contiennent des sources. Bien que les événements simulés soient produits à partir de la carte de fond ne contenant pas de signal en théorie, on veut tout de même s'assurer de la validité des résultats obtenus. Pour cela on réalise la même étude à partir d'un champ de vue extragalactique qui ne contient pas d'excès significatif. On choisit la région de Pictor A, une galaxie de type Seyfert 1 située à la position $RA=5^h 19^m 49^s.74$, $Dec=-45^\circ 46'43''.7$. La région de Pictor A a bénéficié d'un peu plus de 20 heures d'observations avec les télescopes H.E.S.S. mais ne présente pas de signal, comme l'atteste la carte et la distribution de significativité correspondante (voir figure 7.9). On voit en effet que la distribution de significativité est comprise entre -5 et 5σ et est bien ajustée par une fonction gaussienne.

On applique donc la même procédure que précédemment en utilisant cette fois les cartes de ce champ de vue extragalactique comme point de départ pour les simulations. On teste différents seuils de significativité et le nombre de fausses détections ainsi que la probabilité associée sont donnés dans la table 7.4. On remarque que le nombre de fausses détections est légèrement inférieur à celui obtenu en utilisant les cartes galactiques mais les résultats sont tout de même compatibles entre eux.

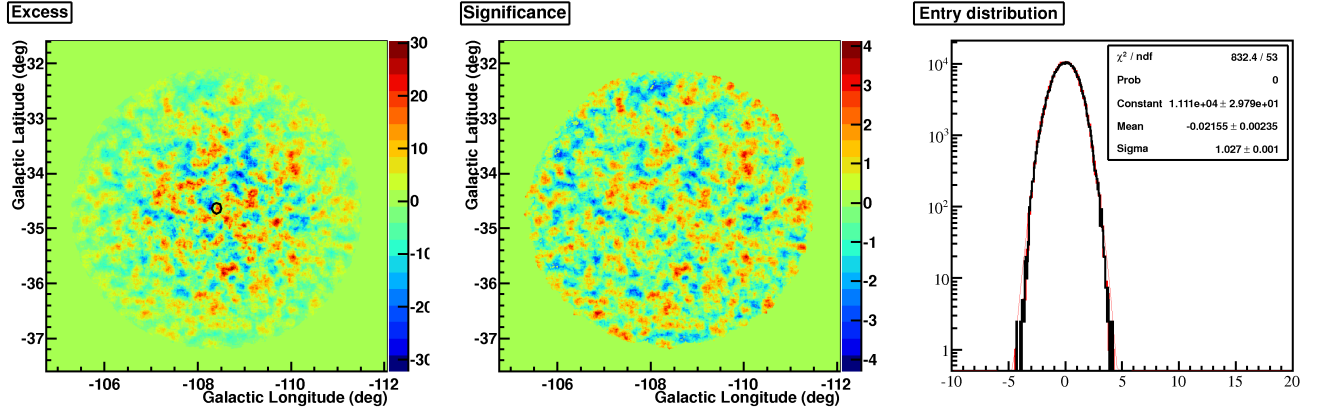


FIGURE 7.9 – *Gauche : carte d’excès corrélé avec un rayon de 0.089° du champ de vue de la galaxie Pictor A obtenue avec la configuration teak. La position et taille de la région ON utilisée est symbolisée par le cercle noir. Milieu : carte de significativité de ce champ de vue. Droite : Distribution de significativité correspondante et ajustement avec une fonction gaussienne.*

TABLE 7.4 – *Nombre de points chauds détectés et probabilité de fausse détection associée pour différents seuils (S_1 , S_2) et pour 10^5 cartes simulées à partir du champ de vue extragalactique de Pictor A.*

(S_1, S_2)	(5, 3)	(6, 4)	(7, 5)
Nb de fausses détections	1729	4	0
Probabilité associée	1.7×10^{-2}	4×10^{-5}	$< 1 \times 10^{-5}$

Conclusion

Compte-tenu des résultats obtenus avec les différents seuils étudiés, on choisit de définir deux niveaux pour différents objectifs.

Le premier correspond à la détection incontestable de sources avec des niveaux $S_1=7\sigma$, $S_2=5\sigma$, la probabilité de fausse détection associée étant inférieure à 10^{-5} .

Le second permet de rechercher des nouvelles sources qui ne sont pas suffisamment significatives pour avoir une confirmation de détection mais qui pourraient le devenir avec de plus amples observations. On choisit dans ce cas les seuils $S_1=5\sigma$, $S_2=3\sigma$ malgré une probabilité de fausse détection non négligeable. L’évolution de la significativité en fonction du temps (proportionnelle à \sqrt{t} dans le cas de sources avérées) et la recherche de contreparties possibles

permettent ensuite de déterminer l'intérêt potentiel des points chauds détectés. En fonction de cette étude, une proposition d'observation dédiée pourra être émise si le point chaud semble prometteur.

Enfin, pour la création de cartes d'exclusion et afin de se prémunir de toutes fluctuations éventuelles on choisit également les seuils $S_1=5\sigma$, $S_2=3\sigma$ qui permettent de rester conservatif en excluant tous les points chauds potentiels.

7.3.4 Nombre d'itérations nécessaires

Reprenons à présent la portion de scan comprise entre les longitudes 0 et 15° prise en exemple dans les sections précédentes pour étudier l'effet du processus itératif des régions d'exclusion et le nombre d'itérations nécessaires.

La figure 7.11 montre la carte d'exclusion obtenue pour ce champ de vue après trois itérations successives pour la configuration *teak*. Chaque carte est obtenue après avoir analysé le champ de vue en utilisant les régions d'exclusions représentées à l'itération précédente. La procédure est schématisée en figure 7.10, l'itération 0 correspondant à la carte d'exclusion obtenue à partir de la carte de significativité de départ, "numéro 0".

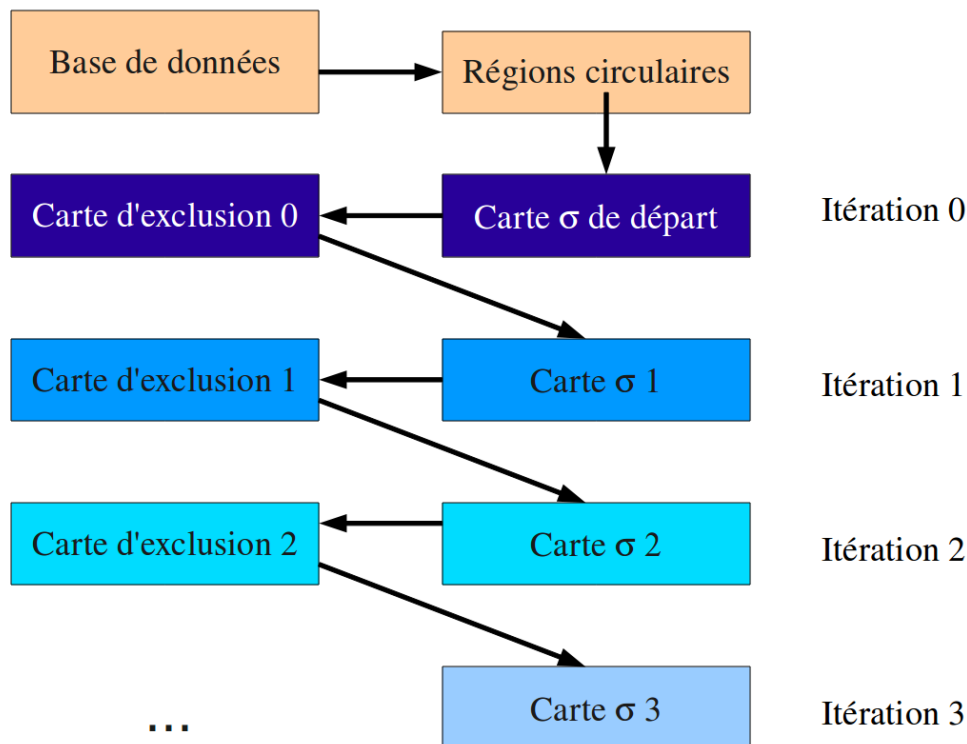


FIGURE 7.10 – Représentation schématisée de la procédure des itérations successives. Les régions circulaires sont issues de la base de données collective et utilisées pour créer la carte de significativité de départ (itération 0). La carte d'exclusion personnalisée numéro 0 est produite à partir de cette carte et sera utilisée pour créer la carte de significativité à l'itération 1, etc.

On remarque tout d’abord que les régions personnalisées sont très différentes des régions circulaires classiques. On voit notamment que les régions standards sont beaucoup plus petites et parfois insuffisantes pour exclure correctement le signal provenant des sources. La présence de signal dans les régions utilisées pour estimer le fond est en effet bien visible sur la figure 7.12. Ce sont notamment les régions autour de 6° et 13° de longitude (correspondant aux sources HESS J1801-233 [Aharonian 2008a] et HESS J1813-178 [Aharonian 2006d]) pour lesquelles la surface exclue n’est pas suffisante. On remarque également que pour certaines régions d’exclusion circulaires aucun signal n’est détecté par l’algorithme. En effet ces régions correspondaient à des hot spots qui ont disparu par la suite après de plus amples observations. Ces différences importantes montrent bien l’inconvénient de cette méthode “à la main” et l’intérêt d’automatiser la création des régions d’exclusion.

On note également que les régions personnalisées évoluent au fil des itérations. On remarque notamment l’apparition d’une nouvelle zone d’exclusion à 2° de longitude après la 1ère itération, reliant ainsi deux régions auparavant distinctes. Il semble donc bien utile de faire plusieurs itérations mais combien sont nécessaires ?

Pour répondre à cette question on peut tout d’abord étudier la distribution de significativité dans les régions hors zones d’exclusion représentée sur la figure 7.12 pour trois itérations successives. On voit que la part de signal présente dans ces régions est considérablement réduite après la première itération et diminue peu après les suivantes. Cependant il y a quelques différences au niveau de l’ajustement de la distribution par une fonction gaussienne. Dans le cas d’une distribution isotrope du bruit de fond, on s’attend à ce que la moyenne de cette distribution soit égale à zéro et sa largeur égale à 1. La moyenne et la largeur de la distribution après la seconde itération sont plus proches des valeurs théoriques attendues que lors de la première. La valeur du χ^2 du fit gaussien est également meilleure. En revanche, la troisième itération ne semble pas apporter d’amélioration significative du point de vue de ces paramètres. Il semblerait donc que deux itérations suffisent pour obtenir une distribution du bruit de fond optimale dans les régions non exclues.

Une autre façon de voir les choses consiste à étudier directement les cartes d’exclusion et la surface exclue totale. En observant les régions exclues sur la figure 7.11 on remarque au premier abord qu’il y a peu d’évolution après deux itérations. Afin d’étudier cette évolution plus en détail on calcule la somme des surfaces exclues à chaque itération et on la compare à celle de l’itération précédente. Le pourcentage de surface exclue supplémentaire à chaque itération i $\Delta S_i = (S_i - S_{i-1})/S_i$ est représenté sur la figure 7.13. Le premier point correspond à la comparaison avec les régions d’exclusion circulaires, on voit ainsi que les régions personnalisées apportent 40% de surface exclue en plus. On note ensuite que la deuxième itération apporte moins de 1% de surface exclue en plus par rapport à la précédente. Les surfaces exclues semblent donc converger à partir de cette étape. Il y a peu d’amélioration apportée à cette étape ni aux itérations suivantes.

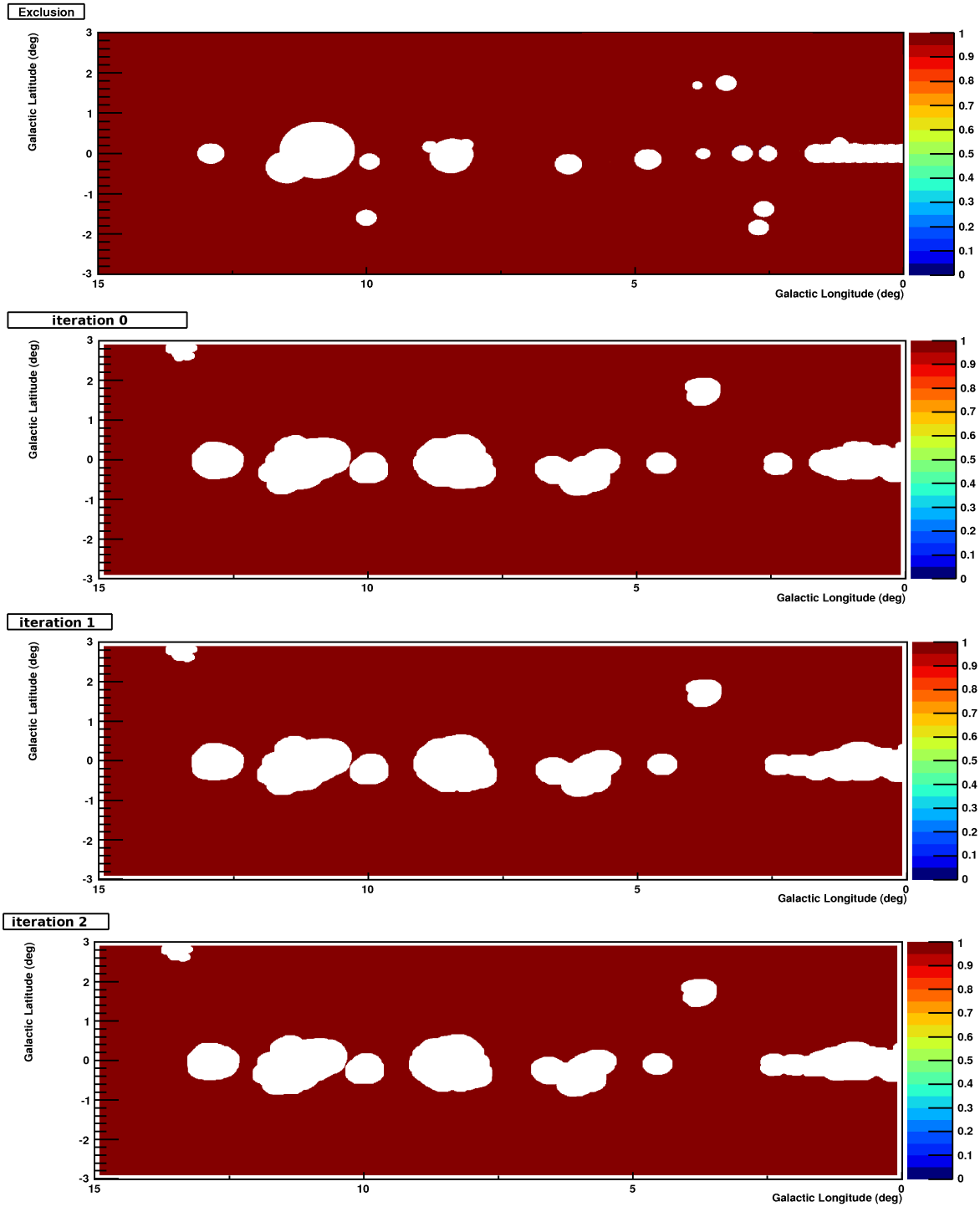


FIGURE 7.11 – De haut en bas : Régions d'exclusion circulaires issues de la base de données collective puis cartes d'exclusion obtenues à partir de la carte de significativité produite l'itération correspondante (comme schématisé sur la figure 7.10). La portion du plan galactique utilisée est celle comprise entre 0 et 15° de longitude avec la configuration *teak* et les seuils $S_1=5\sigma$, $S_2=3\sigma$.

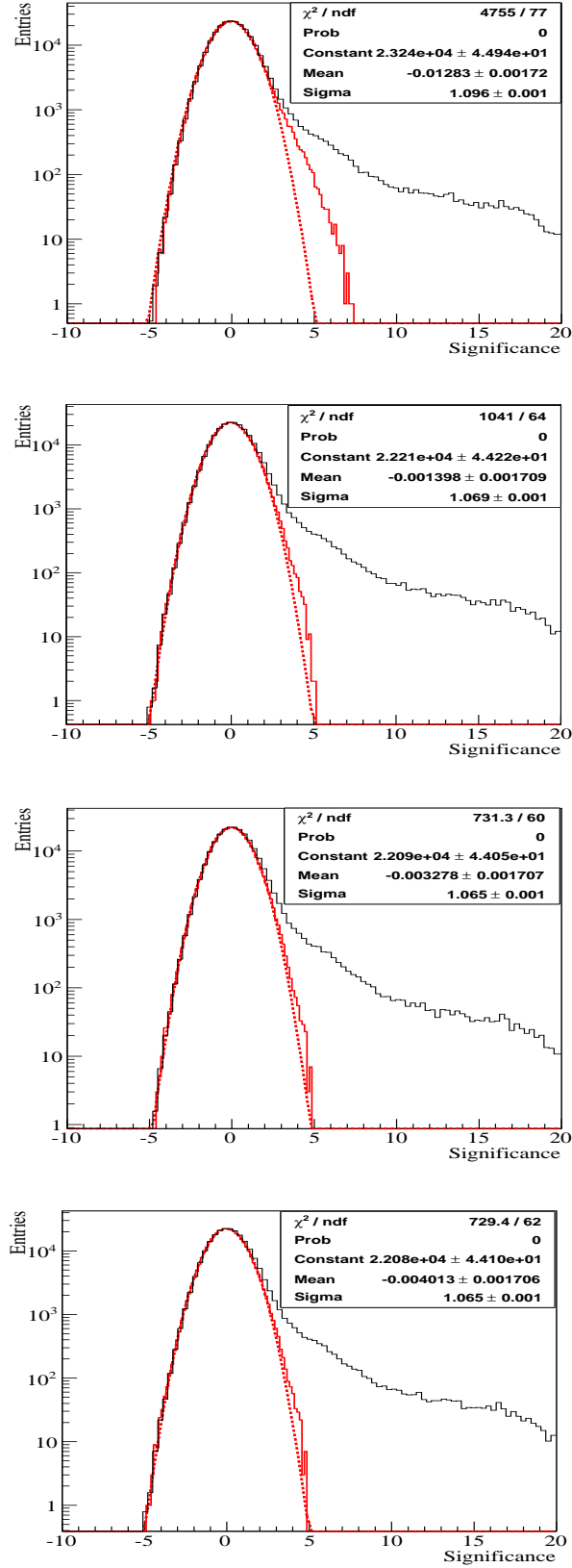


FIGURE 7.12 – Distribution de la significativité dans les régions exclues (en noir) et dans les régions utilisées pour estimer le fond (en rouge) correspondant à l'analyse avec des régions d'exclusion circulaires (en haut) puis pour les différentes itérations successives correspondant aux cartes représentées sur la figure 7.11.

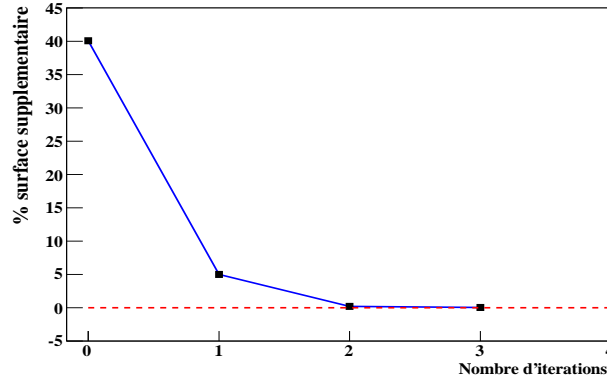


FIGURE 7.13 – Évolution de la surface exclue en pourcentage de la surface d'exclusion totale à l'itération précédente.

Conclusion

Le nombre d'itérations minimal à réaliser est donc de deux à partir de la carte de départ, correspondant à une première analyse avec des régions circulaires puis deux analyses successives avec des régions personnalisées. Cette étude a également été réalisée pour la configuration *ash* et amène aux mêmes conclusions.

7.4 Résultats sur un exemple de champ de vue

Après avoir appliqué la procédure d'exclusion sur deux itérations, nous utilisons les cartes obtenues pour rechercher d'éventuels points chauds dans le champ de vue considéré.

La figure 7.14 représente les régions sélectionnées étendues à la valeur du r_{68} pour les configurations *ash* et *teak* avec les seuils choisis $S_1=5\sigma$, $S_2=3\sigma$. On voit que l'algorithme de double seuil retrouve les sources H.E.S.S. déjà connues et détecte de nouveaux hot spots.

On remarque également le repérage de régions présentant un signal au sud-ouest de la source HESS J1809-193 [Aharonian 2007b]. Cet exemple illustre ici le problème de la superposition de sources : ces régions sont-elles reliées à HESS J1809-193 qui est relativement étendue ou bien ont-elles des origines différentes ? Etant donné la richesse des contreparties possibles (voir figure 7.15), il est très probable que plusieurs objets astrophysiques soient à l'origine de la source HESS J1809-193 et que les zones supplémentaires repérées par l'algorithme de double-seuil en soient bien distinctes. Cependant, la capacité à les distinguer est limitée par la résolution angulaire de l'instrument. Une étude plus détaillée de cette région serait donc nécessaire pour le confirmer.

On voit que la configuration *teak* fait apparaître un point chaud à 4.5° de longitude (HotSpot J1756-250) et deux points chauds autour de 2° de longitude (HotSpot J1751-266 et HotSpot J1750-272), également vus avec la configuration *ash* qui voit apparaître un point chaud supplémentaire vers 14° de longitude non détecté avec la configuration *teak* (HotSpot J1813-163). Les noms donnés aux hot spots sont temporaires et sont basés sur une estimation grossière de leur position. Nous allons les analyser plus en détail afin de déterminer leur intérêt scientifique et nous présentons leurs contreparties possibles dans la suite.

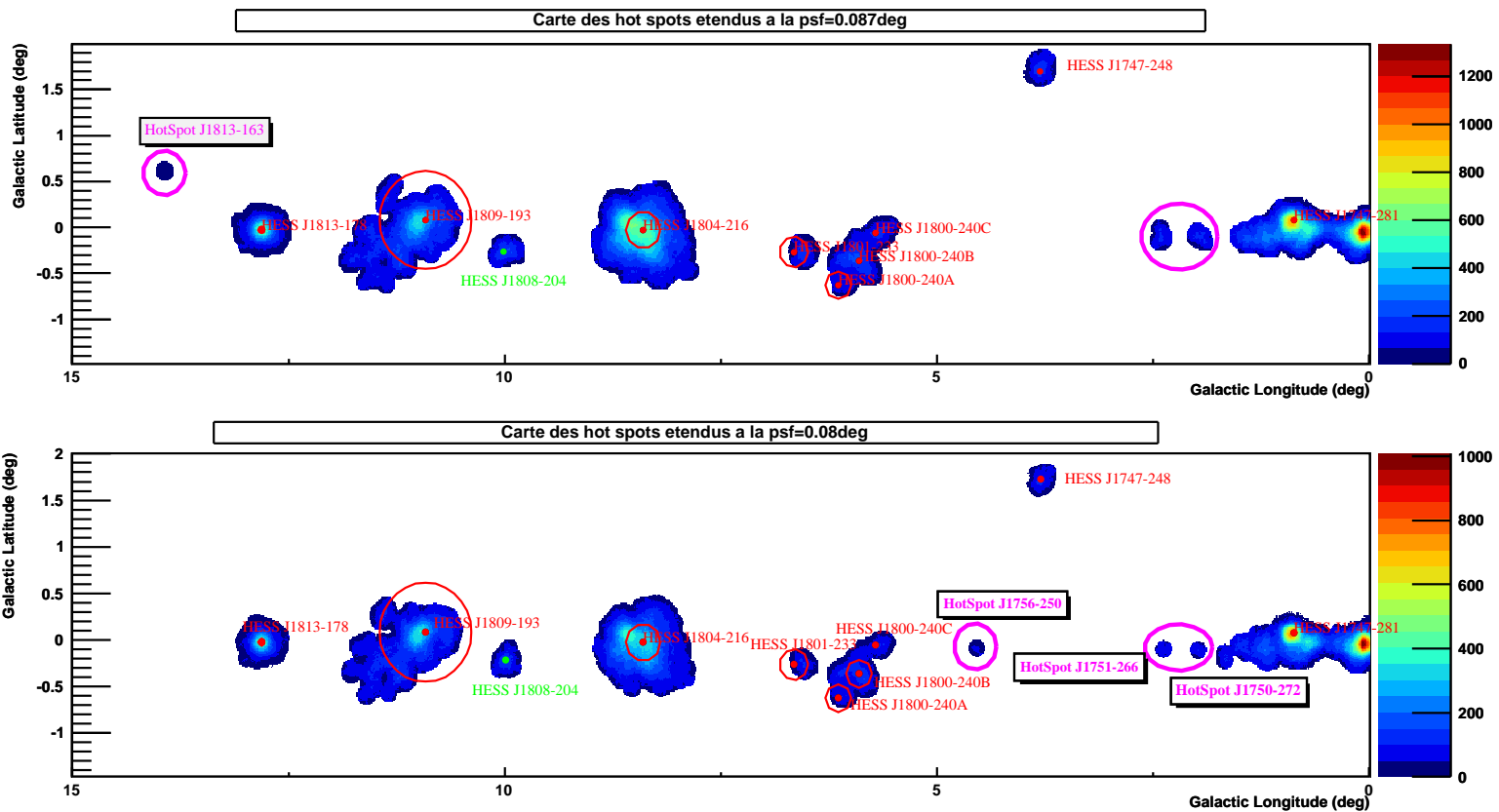


FIGURE 7.14 – Régions sélectionnées par l'algorithme de double seuil ($S_1=5\sigma$, $S_2=3\sigma$) dans la portion du plan galactique comprise entre les longitudes 0° et 15° pour la configuration *ash* (en haut) et *teak* (en bas). Les sources H.E.S.S. publiées sont représentées en rouge. La source HESS J1808-204 (en vert) est potentiellement associée au SGR 1806-20 et n'est pas encore publiée. Les nouveaux hot spots sont représentés en magenta.

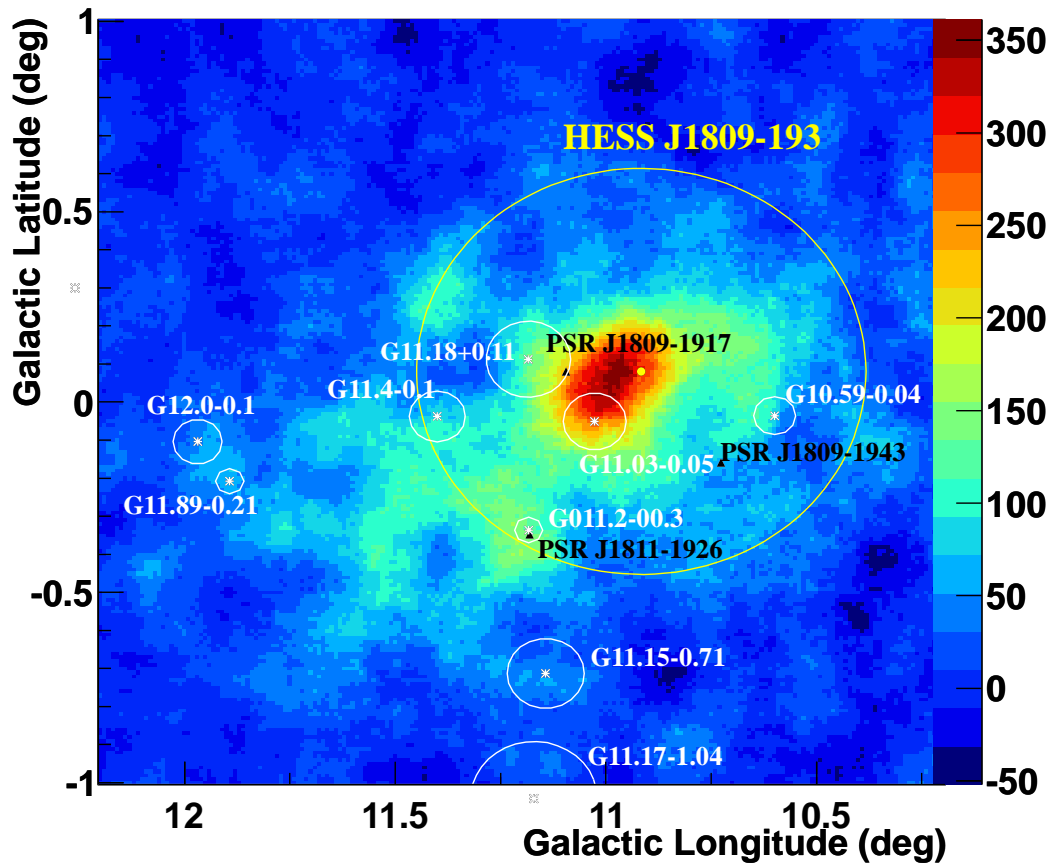


FIGURE 7.15 – Carte d'excès corrélé à 0.089° de la source *HESS J1809-193* avec différentes contreparties possibles présentes dans le champ de vue (SNRs du catalogue Green en rose et pulsars en rouge et noir).

7.4.1 HotSpot J1813-163

Ce point chaud est situé approximativement à la position ($l=13.9^\circ$, $b=0.6^\circ$) et est représenté sur la figure 7.16. La significativité atteinte est de $5.1\sigma_{pre-trials}$ pour un excès de 63 gammas.

Une source gamma non identifiée a été vue par INTEGRAL à 1.5' de cette position : IGR J18134-1636 [Bird 2007]. Le flux observé est de $\Phi(17-60 \text{ keV}) = (8.9 \pm 1.2) \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Cette source ne montre pas de variabilité significative dans cette bande en énergie et restait non identifiée car elle ne présentait aucune contrepartie aux autres longueurs d'onde.

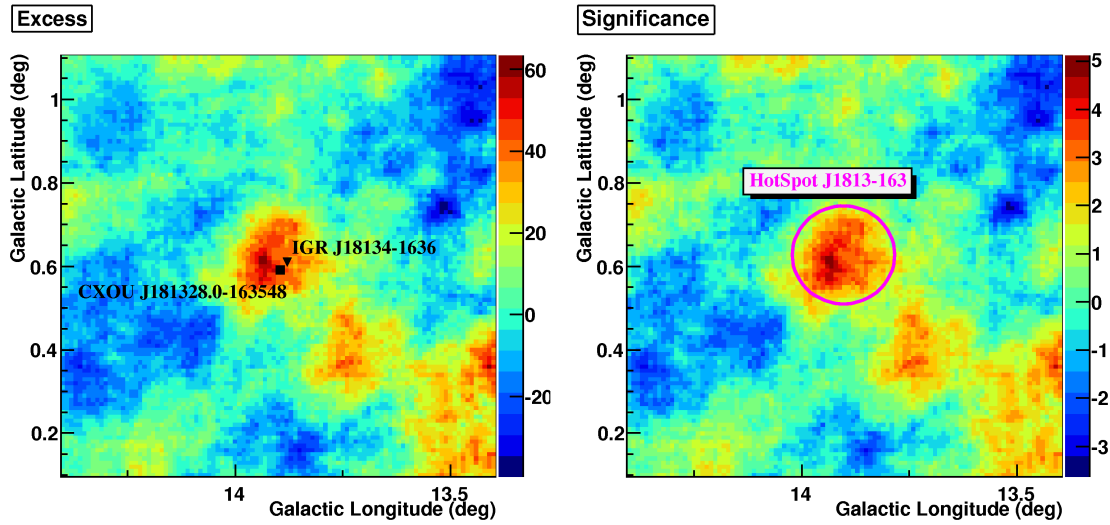


FIGURE 7.16 – *Gauche* : carte d'excès avec un rayon de corrélation $= 0.1^\circ$ du HotSpot J1813-163. *Droite* : carte de significativité correspondante avec la position du point chaud en magenta. Les contreparties observées à d'autres longueurs d'onde (source INTEGRAL en gammas mous [Bird 2007] et source Chandra en rayons X [Tomsick 2009]) sont représentées par le triangle et le carré noirs sur la carte d'excès.

Une campagne d'observation en rayons X avec le satellite Chandra a ensuite été lancée dans le but d'étudier les sources non identifiées vues par INTEGRAL comme celle-ci. Ces observations ont permis de découvrir la source CXOU J181328.0-163548 potentiellement associée à la source INTEGRAL [Tomsick 2009]. La source X présente un spectre en loi de puissance avec un flux non absorbé de $\Phi(0.3 - 10 \text{ keV}) = 3_{-2.1}^{+5} \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et un indice $\Gamma = 1.44_{-0.79}^{+0.89}$. La colonne d'absorption correspondante est de $N_H = 11_{-4.1}^{+5.6} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. La probabilité de fausse association avec la source INTEGRAL est de 1.5%, ce qui en fait une contrepartie plausible.

Cependant, le satellite Swift a également observé cette région et ne détecte aucune contrepartie à la position de la source Chandra ni dans le cercle d'erreur de l'instrument IBIS du satellite INTEGRAL (d'un rayon égal à 3.8' à 90% de confiance) [Landi 2010]. Une limite supérieure du flux entre 0.3 et 10 keV est dérivée à $7 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Cette limite est inférieure au flux observé par Chandra mais il est néanmoins possible que cette source soit

variable en rayons X. Or comme aucune variabilité n'est observée par INTEGRAL, de plus amples observations en rayons X seraient donc nécessaires pour déterminer si cette source est variable ou non. Cette source est bien mystérieuse et reste non identifiée mais pourrait avoir une contrepartie supplémentaire à très haute énergie avec le HotSpot J1813-163, cela en fait donc un candidat point chaud potentiellement intéressant.

7.4.2 HotSpot J1751-266 et HotSpot J1750-272

Ces points chauds (représentés sur la figure 7.17) sont très proches du centre galactique mais ont peu de contreparties plausibles à d'autres longueurs d'onde. Les significativités atteintes sont de $5.7\sigma_{pre-trials}$ et $5.6\sigma_{pre-trials}$ pour des excès de 151 et 162 gammas respectivement. Comme on l'a vu dans le chapitre 4 la région du centre galactique comporte une émission diffuse étendue qui pourrait être due à l'interaction de rayons cosmiques avec des nuages moléculaires géants présents au centre de la Galaxie. En effet, l'émission tracée par la transition de la molécule de CS (une des composantes de ces nuages) présente une bonne corrélation spatiale avec l'émission gamma diffuse du centre galactique [Tsuboi 1999, Aharonian 2006b]. Les points chauds observés ici ne coïncident pas avec cette émission mais ils pourraient être associés avec des nuages moléculaires de CO observés dans ces régions centrales [Bitran 1997]. De plus amples études sur la corrélation spatiale de ces nuages avec les points chauds seraient nécessaires pour déterminer si cette association est plausible.

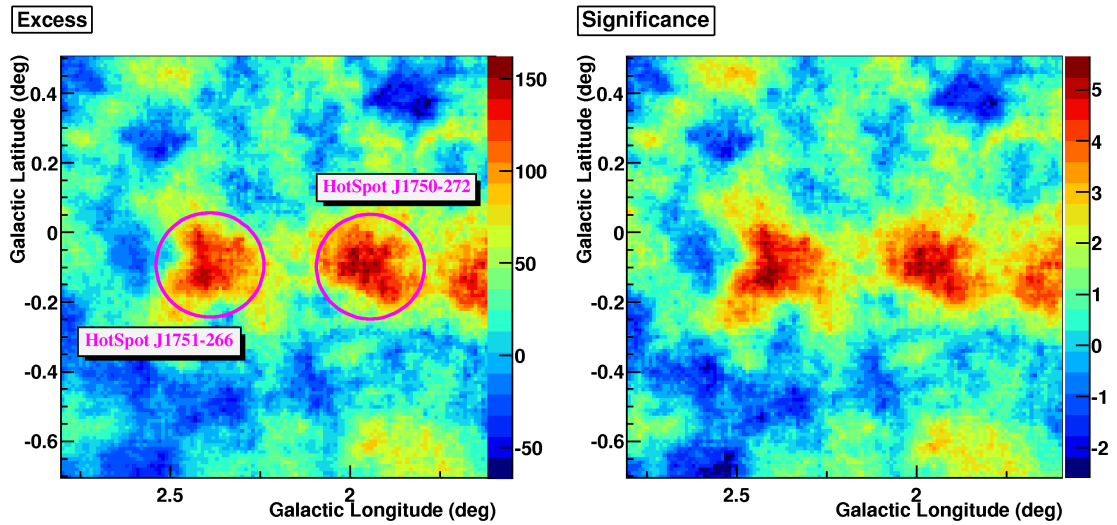


FIGURE 7.17 – Gauche : carte d'excès avec un rayon de corrélation = 0.1° du champ de vue comprenant HotSpot J1751-266 et HotSpot J1750-272. Droite : carte de significativité correspondante.

7.4.3 HotSpot J1756-250

La significativité atteinte pour ce hot spot situé à ($l = 4.55^\circ$, $b = -0.09^\circ$) est de $5.2\sigma_{pre-trials}$ pour un excès de 78 gammas. Plusieurs restes de supernovae sont situés non loin de ce point

chaud ainsi qu'un pulsar, PSR B1754-24 (voir figure 7.18).

De plus, de nombreux nuages moléculaires sont observés dans les parties centrales de la Galaxie en ^{12}CO [Bitran 1997] et en infrarouge [Parsons 2009] et pourraient constituer des cibles pour les rayons cosmiques, produisant ainsi des rayons gamma. Les estimations de distance des SNRs G3.8+0.3 et G3.7-0.2 sont de 7.8 kpc et 11 kpc respectivement [Guseinov 2003b]. En supposant que le hot spot se trouve à la même distance d'un des deux SNRs, ce dernier serait donc à 115 pc ou 163 pc de l'un ou l'autre respectivement. Il pourrait donc être la conséquence d'interactions de rayons cosmiques accélérés dans un SNR et venant interagir avec un nuage moléculaire. Cependant, une étude plus poussée des nuages moléculaires présents à ces distances est indispensable pour valider cette possibilité.

Ce scénario est également applicable dans le cas où l'accélérateur serait le pulsar. Néanmoins, le manque d'informations concernant ses caractéristiques, notamment sa valeur de \dot{E} ne permettent pas de vérifier si ce scénario est envisageable.

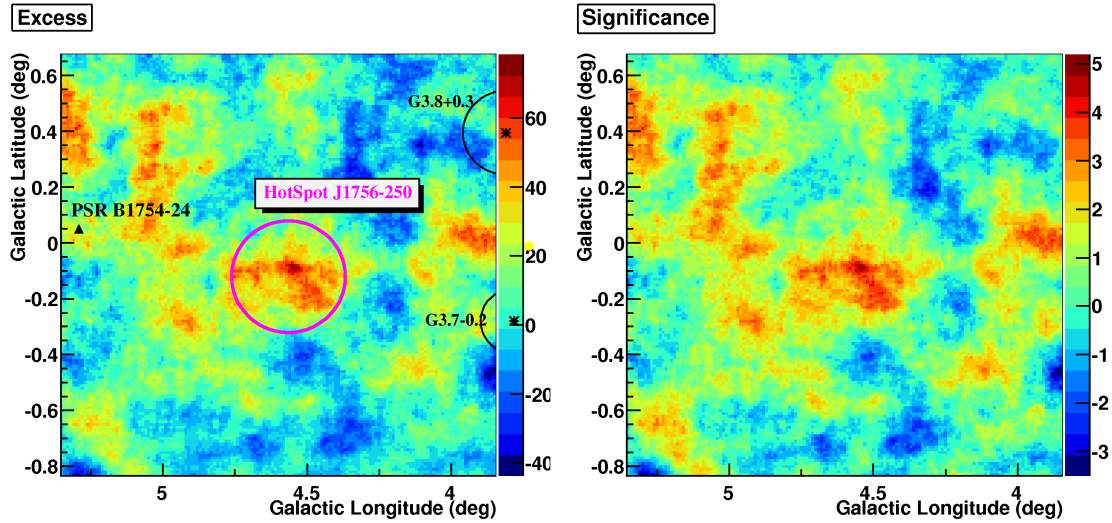


FIGURE 7.18 – *Gauche : Carte d'excès corrélé à 0.089° du point chaud HotSpot J1756-250 avec les contreparties représentées en noir (le triangle dénote la position de PSR B1754-24 et les ellipses représentent les SNRs au bord du champ de vue). Droite : carte de significativité correspondante.*

7.5 Conclusion

En conclusion, l'algorithme développé nous a permis de définir deux niveaux de seuils à appliquer aux cartes de significativité pour différents objectifs :

- la création de cartes d'exclusion ($S_1=5\sigma$, $S_2=3\sigma$),
- la recherche de hot spots ($S_1=5\sigma$, $S_2=3\sigma$),
- la confirmation de détection de sources ($S_1=7\sigma$, $S_2=5\sigma$).

Les cartes d'exclusion générées permettent d'exclure tout signal de l'estimation du fond et ainsi d'améliorer la soustraction du bruit de fond, cruciale pour l'étude des sources faibles. Ces cartes doivent être produites pour chaque configuration développée par la méthode *Paris-MVA* car elles vont être sensibles à différentes caractéristiques en fonction des coupures utilisées et font apparaître différentes propriétés des sources. Les cartes d'exclusion seront systématiquement utilisées par la suite en appliquant le nombre d'itérations défini (deux à partir de la carte de départ). Elles seront notamment utilisées au chapitre 9 pour l'étude de la source faible HESS J1832-092.

Après avoir effectué la procédure itérative permettant aux régions d'exclusion de converger, on pourra procéder à la recherche de nouvelles sources dans le champ de vue considéré. Idéalement, cette recherche de points chauds sera réalisée pour les différentes coupures, on a vu en effet que certains points chauds étaient plus sensibles à certaines coupures en fonction de leurs propriétés. Les points chauds les plus prometteurs pourront ensuite éventuellement être ré-analysés à l'aide de la méthode d'amélioration de la résolution angulaire optimisée pour les sources faibles présentée dans le chapitre suivant.

Amélioration de la résolution angulaire

Sommaire

8.1	Principe et mise en place de la méthode	184
8.2	Étude de la PSF en fonction des paramètres de gerbe	185
8.2.1	Choix d'un paramètre de décision	185
8.2.2	Création des tables de décision	196
8.3	Performances de la méthode combinée sur les simulations	197
8.3.1	Méthode ξ	197
8.3.2	Cas idéal	201
8.4	Application aux données réelles	204
8.4.1	Statistiques	205
8.4.2	Spectre	206
8.5	Conclusion	208

Après de nombreuses années fructueuses en découvertes, la moisson de nouvelles sources gamma se réduit progressivement car les sources les plus brillantes ont déjà été détectées et largement étudiées. Le système de télescopes Tcherenkov H.E.S.S. approche donc des limites de sa sensibilité et les méthodes d'analyse doivent être de plus en plus performantes pour détecter des sources toujours plus faibles dont l'exposition est limitée par le temps d'observation qui leur est alloué. Des méthodes avancées de discrimination du bruit de fond ont ainsi été développées pour améliorer la sensibilité de l'instrument comme la méthode *Paris-MVA* décrite au chapitre 6.

En outre, dans l'optique de la vérification interne des résultats avant publication, la collaboration H.E.S.S. applique la politique dite de "cross-check" afin d'éliminer tout risque de fausse détection due à des fluctuations ou à des erreurs humaines. Dans cette course à la performance, il est donc primordial d'améliorer les différentes méthodes d'analyse en parallèle afin d'avoir la possibilité de confirmer la détection d'une source faible.

Une des améliorations possibles concerne la résolution angulaire qui a un impact sur la sensibilité. En effet, une meilleure résolution angulaire permettra d'augmenter la statistique sur ce type de source car un plus grand nombre d'événements seront reconstruits dans la région *ON* contenant la source. On s'attend donc à une augmentation de la significativité pouvant confirmer la détection d'un hot spot. Une meilleure résolution angulaire est aussi utile pour l'étude des sources brillantes en permettant de réaliser des analyses morphologiques et spectrales détaillées ainsi que des études de variabilité plus précises.

C'est dans ce cadre que la nécessité d'améliorer les performances de la méthode *Paris-MVA* s'est fait sentir. En effet, cette technique utilise uniquement la reconstruction *Hillas* pour

remonter à la direction des événements, or ce n'est pas forcément la mieux adaptée dans certains cas.

Dans ce chapitre, nous allons étudier la possibilité d'utiliser alternativement les reconstructions *Hillas* et *Model3D* (décrites au chapitre 6) en fonction des caractéristiques de l'événement considéré en vue d'améliorer la résolution angulaire de l'instrument.

Nous détaillerons dans un premier temps le principe de cette méthode combinée, appelée par la suite méthode ξ , et la méthodologie adoptée pour développer cette technique. Puis nous verrons les performances obtenues et les améliorations possibles. Enfin nous appliquerons la méthode à une source brillante déjà connue, le blazar PKS 2155-304, afin de vérifier le bon fonctionnement de la méthode et son apport en terme de statistiques et de significativité.

8.1 Principe et mise en place de la méthode

Le but de notre méthode est d'améliorer la sensibilité et la résolution angulaire de l'instrument en tirant parti des avantages propres à chaque méthode de reconstruction. La méthode de discrimination *Paris-MVA* utilise des paramètres communs à *Hillas* et *Model3D* pour différencier les gerbes hadroniques et électromagnétiques. Dans cette même logique, l'idée d'utiliser une combinaison de ces deux méthodes de reconstruction qui exploitent différentes propriétés des gerbes pour la direction des gammas semble intéressante. En effet, comme on l'a vu au chapitre 6, la résolution angulaire obtenue avec chaque méthode varie en fonction des paramètres des gerbes observées (énergie, hauteur du maximum de gerbe, paramètre d'impact...). Un choix judicieux de la méthode à utiliser en fonction de ces paramètres pour chaque événement détecté pourrait donc permettre d'améliorer la résolution angulaire sans perdre en statistique, ce qui est crucial pour les sources faibles.

Nous allons donc dans un premier temps évaluer les performances obtenues sur la reconstruction de la direction pour chaque technique *Hillas* et *Model3D* en fonction de différents paramètres de gerbes. Nous utiliserons pour cela des simulations d'événements gammas sur le réseau de télescopes H.E.S.S. pour différentes conditions observationnelles : azimuth, angle zénithal, offset et efficacité optique des miroirs. Nous définirons une variable permettant d'indiquer facilement quelle reconstruction est la meilleure pour un événement donné et nous rechercherons un ou plusieurs paramètre(s) de gerbe présentant un fort potentiel de sélection des événements mieux reconstruits par la méthode *Model3D*, alternative à la méthode *Hillas* utilisée par défaut dans notre analyse.

L'étape suivante consistera à créer des tables de décision donnant la méthode de reconstruction à utiliser en fonction du paramètre choisi pour les différents jeux de variables observationnelles (azimut, angle zénithal, offset et efficacité optique). Nous détaillerons les performances que donne l'utilisation de ces tables sur des simulations et nous les comparerons au cas idéal où la meilleure reconstruction est choisie systématiquement pour chaque événement.

Enfin la dernière étape consistera à utiliser ces tables pour produire les fonctions d'instrument relatives à la méthode développée et à l'appliquer aux données réelles.

8.2 Étude de la PSF en fonction des paramètres de gerbe

On veut étudier les performances de reconstruction des deux méthodes *Hillas* et *Model3D* en fonction des paramètres reconstruits des gerbes. On se place en effet dans les mêmes conditions que l'analyse réelle pour laquelle on ne connaît pas la direction des sources au préalable ni les paramètres vrais des sources observées.

Pour cela on définit la variable ξ de la manière suivante :

$$\xi = \frac{\theta_{Hillas}^2 - \theta_{M3D}^2}{|\theta_{Hillas}^2 - \theta_{M3D}^2|} \quad (8.1)$$

où θ_{Hillas}^2 et θ_{M3D}^2 sont les distances entre la position de la source reconstruite et la position de la source réelle obtenues avec les méthodes *Hillas* et *Model3D* respectivement.

Cette variable permet d'indiquer facilement quelle reconstruction est la meilleure pour un événement donné. En effet, plus le θ^2 obtenu est petit et plus la position de la source reconstruite est proche de la position réelle. Par conséquent, lorsque l'on a $\theta_{Hillas}^2 < \theta_{M3D}^2$, c'est la reconstruction *Hillas* qui a le mieux fonctionné et on a $\xi = -1$. Inversement, lorsque la reconstruction *Model3D* est meilleure, $\xi = +1$.

On va ensuite étudier la valeur de $\bar{\xi} = f(par^i)$ en fonction des paramètres caractérisant les gerbes dérivés par chaque technique de reconstruction. Lorsque $\bar{\xi} > 0$, cela signifie que la reconstruction *Model3D* donne de meilleurs résultats en moyenne pour la valeur du paramètre par^i correspondante. Cette étape va donc nous permettre de déterminer les paramètres ou combinaisons de paramètres pour lesquels la variation de $\bar{\xi}$ est très marquée et qui vont pouvoir être utilisés comme paramètres de décision.

8.2.1 Choix d'un paramètre de décision

8.2.1.1 Méthode

On va étudier le comportement de $\bar{\xi}$ en fonction des paramètres fournis par les méthodes de reconstruction *Hillas* et *Model3D* pour un jeu de coupures donné basé sur la méthode de discrimination du fond *Paris-MVA*. Nous choisissons d'utiliser la configuration *teak* spécialisée pour l'étude des sources faibles afin d'améliorer la résolution angulaire pour ce type de source en particulier. Les différents paramètres de gerbe étudiés sont listés dans la table 8.1. De plus des combinaisons de certains paramètres sont également considérées :

- le log de l'énergie reconstruite par *Oak* divisé par le pied de gerbe *Hillas*,
- le log de l'énergie reconstruite par *Oak* divisé par le pied de gerbe *Model3D*,
- la différence $\Delta Core$ entre les paramètres d'impact *Hillas* et *Model3D*,
- la différence $\Delta Hmax$ entre les hauteurs du maximum de gerbe *Hillas* et *Model3D*.

Les paramètres considérés sont très nombreux, il faut donc faire une première sélection “à l'oeil” permettant de ne garder que les plus prometteurs. Or leur variation dépend des conditions observationnelles comme l'efficacité optique, l'angle zénithal ou encore l'offset (distance entre la position de la source et la position d'observation). La méthodologie employée pour réaliser la

Méthode	Nom	Description
Hillas	$Core_H$	paramètre d'impact
	$CoreError_H$	RMS du paramètre d'impact
	$Hmax_H$	Hauteur du maximum de gerbe
	$HmaxError_H$	RMS de la hauteur du maximum de gerbe
	$Ntel_H$	Multiplicité des télescopes passant les seuils de coupure en charge
	$DirectionError_H$	RMS de la direction reconstruite
	MSCW	Largeur réduite et de l'ellipse
	MSCL	Longueur réduite de l'ellipse
	Qtot	Charge de l'image après nettoyage
Model3D	$Core_{M3D}$	paramètre d'impact
	$CoreError_{M3D}$	Erreur sur le paramètre d'impact
	$Hmax_{M3D}$	Hauteur du maximum de gerbe
	$HmaxError_{M3D}$	Erreur sur la hauteur du maximum de gerbe
	$Width_{M3D}$	Largeur physique de la gerbe
	$WidthError_{M3D}$	Erreur sur la largeur physique de la gerbe
	$Length_{M3D}$	Longueur de la gerbe
	$LengthError_{M3D}$	Erreur sur la longueur de la gerbe
	$Ntel_{M3D}$	Nombre de télescopes déclenchés utilisés pour le fit
	$DirectionError_{M3D}$	Erreur sur la direction reconstruite
	$N_{iteration}$	Nombre d'itérations pour convergence du fit
	χ^2/ddl	Valeur du χ^2 divisée par le nombre de degrés de liberté
	$N_{photons}$	Nombre de photons Tcherenkov dans la gerbe
Oak	Énergie	Energie reconstruite
Paris-MVA	Ω	Différence entre les directions <i>Hillas</i> et <i>Model3D</i>
	$MSCW_{OnModel}$	Largeur réduite de l'ellipse de la prédiction <i>Model3D</i>
	$MSCL_{OnModel}$	Longueur réduite de l'ellipse de la prédiction <i>Model3D</i>
	R_E	Rapport des énergies reconstruites (voir section 6.3)
	ΔQ	Différence de charge entre charge prédite et charge mesurée

TABLE 8.1 – Paramètres caractérisant les gerbes dérivés par les différentes méthodes de reconstruction (*Hillas*, *Model3D* et *Oak* pour l'énergie) et de discrimination (*Paris-MVA*).

présélection consiste donc dans un premier temps à considérer les conditions observationnelles moyennes suivantes :

- efficacité optique des miroirs=70% de l'efficacité nominale,
- angle zénithal=18°,
- offset=0.5°.

En effet, ces conditions d'observation sont assez courantes et les paramètres pour lesquels la variation de $\bar{\xi}$ est la plus marquée dans ces conditions seraient donc susceptibles d'améliorer significativement la résolution angulaire sur un grand nombre de lots de données.

Puis le comportement de $\bar{\xi}$ est étudié dans des conditions plus extrêmes, c'est à dire à plus grand angle zénithal et offset (on choisit arbitrairement les valeurs de 53° et 2° respectivement). Ceci a pour but de sélectionner des paramètres qui ont aussi un potentiel améliorant dans des conditions où la PSF se dégrade fortement (voir figure 6.17).

Pour cette étude, on utilise les profils obtenus sur un lot d'événements donné qui donnent la valeur moyenne $\bar{\xi}$ dans le bin considéré. Lorsque $\bar{\xi}$ tend vers ± 1 , une des deux méthodes donne clairement de meilleurs résultats en terme de reconstruction de la direction dans le bin considéré. On prendra également en compte les barres d'erreur de ces profils car elles sont inversement proportionnelles au nombre d'événements dans chaque bin¹. Ainsi lorsque les erreurs sont grandes, peu d'événements sont concernés et l'amélioration de la reconstruction pour ces événements n'apporterait pas grand chose au final.

De plus, on sera particulièrement attentifs à l'amélioration apportée par la méthode de reconstruction *Model3D*. En effet c'est la méthode *Hillas* qui est utilisée par défaut et on cherche à déterminer dans quel cas la méthode *Model3D* pourrait apporter une amélioration significative. Pour cela, on définit une seconde variable permettant d'estimer le potentiel d'amélioration de *Model3D* :

$$\eta = \frac{2 (\theta_{Hillas}^2 - \theta_{M3D}^2)}{\theta_{Hillas}^2 + \theta_{M3D}^2} \quad (8.2)$$

En effet, lorsque $\eta > 1$, on a $\theta_{M3D}^2 < 0.33 \theta_{Hillas}^2$, par conséquent, l'amélioration apportée par l'utilisation de la reconstruction *Model3D* serait conséquente comparée à la reconstruction *Hillas*. Le nombre d'événements pour lesquels $\eta > 1$ nous donne donc une indication sur l'amélioration potentielle apportée par l'utilisation de la reconstruction *Model3D* pour ces événements. Plus la proportion de ces événements est grande par rapport au nombre total d'événements et plus l'amélioration attendue est importante. Le niveau $\eta > 0.5$ est aussi intéressant, correspondant à $\theta_{M3D}^2 < 0.6 \theta_{Hillas}^2$.

8.2.1.2 Résultats

Les paramètres les plus prometteurs sont donc sélectionnés à partir de leur profils en $\bar{\xi}$. Il s'agit des paramètres d'impact *Hillas* et *Model3D* (voir figure 8.1), de l'énergie (voir figure 8.2), de la largeur et longueur réduites MSCW et MSCL (voir figures 8.3 et 8.4) ainsi que les paramètres $\Delta Core$ et $\Delta Hmax$ (voir figures 8.5 et 8.6).

On veut estimer le potentiel de sélection des événements mieux reconstruits par *Model3D* pour ces différents paramètres à l'aide du profil en $\bar{\xi}$ et dans les quatre conditions observation-

1. erreur= σ/\sqrt{N}

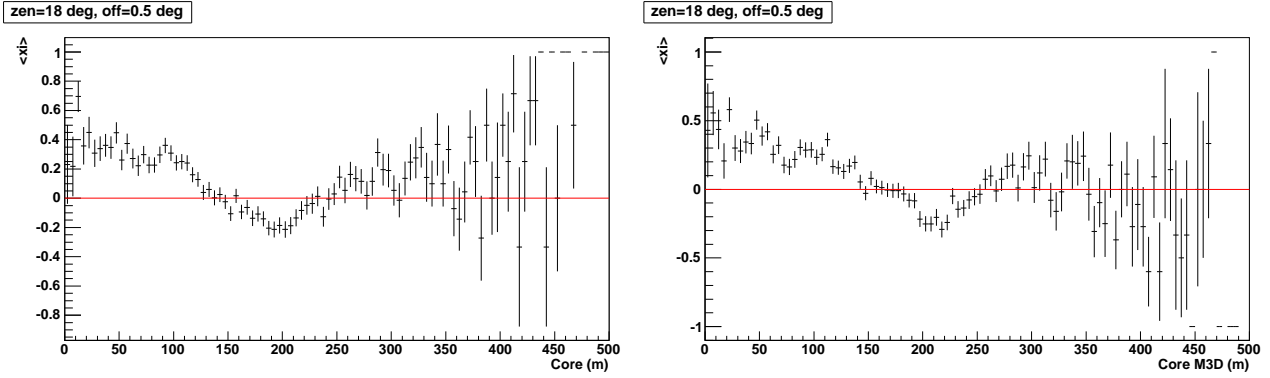


FIGURE 8.1 – Variation de $\bar{\xi}$ en fonction des paramètres d'impact Hillas (à gauche) et Model3D (à droite) pour un angle zénithal de 18° et un offset 0.5° . On voit par exemple que pour des paramètres d'impact Hillas inférieurs à 140 m et supérieurs à 240 m la reconstruction Model3D semble meilleure. En revanche, entre 140 et 240 m, c'est Hillas qui a de meilleurs résultats en moyenne.

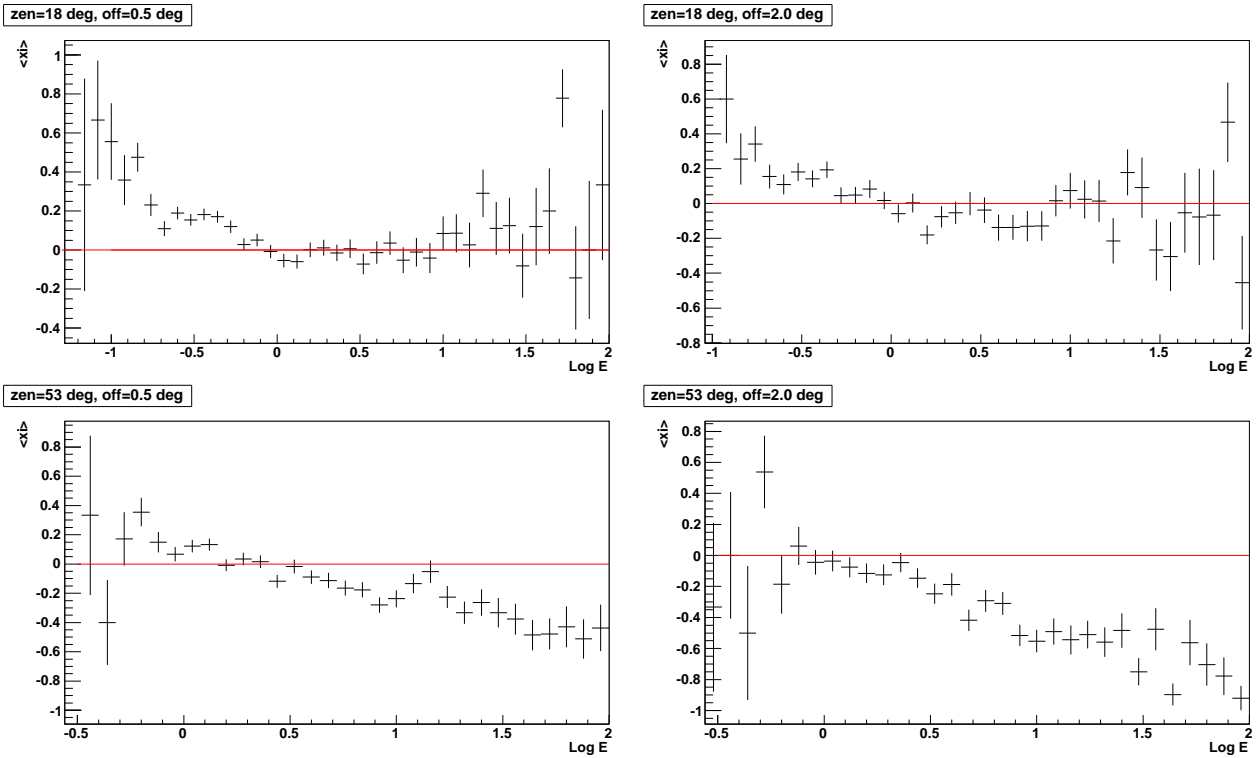


FIGURE 8.2 – Variation de $\bar{\xi}$ en fonction du log de l'énergie reconstruite pour un angle zénithal de 18° (en haut) et 53° (en bas) et pour un offset 0.5° (à gauche) et 2° (à droite). On retrouve l'effet observé sur la variation de la PSF en fonction de l'énergie présentée au chapitre 6 : à basse énergie la reconstruction Model3D semble donner de meilleurs résultats mais est équivalente à la reconstruction Hillas à plus haute énergie pour un angle zénithal de 18° . À 53° on observe aussi une légère amélioration à basse énergie de Model3D mais à plus haute énergie la reconstruction Hillas est nettement meilleure.

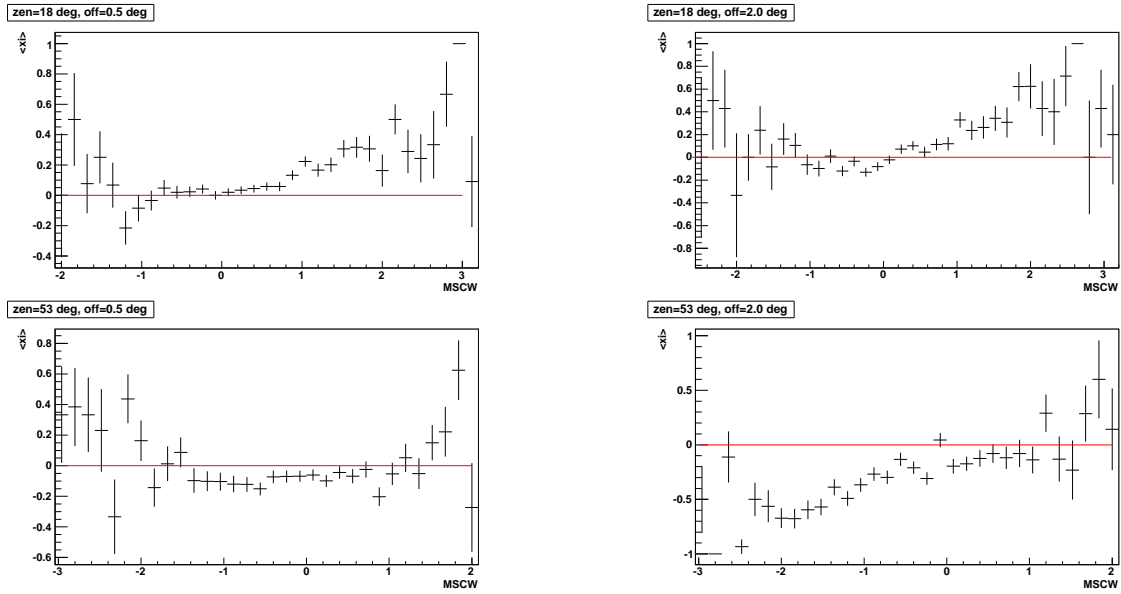


FIGURE 8.3 – Variation de $\bar{\xi}$ en fonction de la largeur moyenne réduite $MSCW$ pour des angles zénithaux de 18° (haut) et 53° (bas) et pour des offsets de 0.5° (gauche) et 2° (droite). On voit que les événements présentant des valeurs $MSCW > 1$ semblent mieux reconstruits avec *Model3D* à un angle zénithal de 18° . En revanche, à plus grand angle zénithal *Hillas* donne globalement de meilleurs résultats.

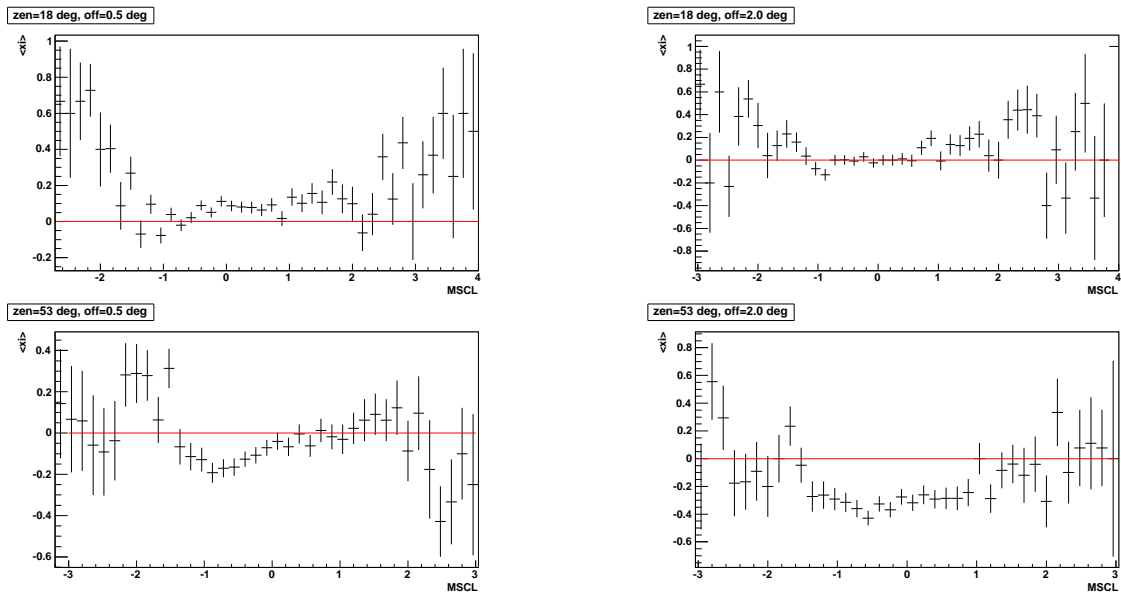


FIGURE 8.4 – Variation de $\bar{\xi}$ en fonction de la largeur moyenne réduite $MSCL$ pour des angles zénithaux de 18° (haut) et 53° (bas) et pour des offsets de 0.5° (gauche) et 2° (droite). Comme pour $MSCW$, *Model3D* pourrait apporter une amélioration de la reconstruction à faible angle zénithal mais donne de moins bons résultats à plus grand angle.

nelles considérées pour le moment. Pour cela on dispose des variables ξ et η qui nous indiquent le nombre d'événements pour lesquels la reconstruction *Model3D* est meilleure et peuvent également nous donner des informations qualitatives sur le gain en résolution angulaire attendu.

Dans un premier temps, on va compter le nombre total d'événements qui sont mieux reconstruits par *Model3D* dans chacune des conditions d'observations considérées. Ces événements correspondent à $\xi = 1$ (ou $\eta > 0$). On compte également le nombre d'événements pour lesquels $\eta > 0.5$ et $\eta > 1$. Ces nombres sont donnés dans la table 8.2. On voit que plus de la moitié des événements sont mieux reconstruits par *Model3D* pour un angle zénithal de 18° . En revanche, cette proportion diminue avec l'angle zénithal et l'offset mais reste tout de même conséquente. Au regard de ces valeurs il semble donc que l'idée d'utiliser la reconstruction *Model3D* à la place de *Hillas* dans certains cas soit tout à fait pertinente, encore faut-il réussir à cibler quels événements sont concernés et que l'amélioration apportée soit non négligeable.

Conditions obs. (zenith, offset)	$18^\circ, 0.5^\circ$	$18^\circ, 2^\circ$	$53^\circ, 0.5^\circ$	$53^\circ, 2^\circ$
Nb total d'événements	15358	6850	8035	3666
Nb d'événements $\eta > 0$	8241	3520	3739	1345
Pourcentage total	54%	51%	46%	37%
Nb d'événements $\eta > 0.5$	6425	2839	2998	1074
Pourcentage total	42%	41%	37%	29%
Nb d'événements $\eta > 1$	4489	2161	2226	813
Pourcentage total	29%	31%	28%	22%

TABLE 8.2 – Nombres d'événements pour lesquels $\eta > 0$, $\eta > 0.5$ et $\eta > 1$ et pourcentages correspondants par rapport au nombre total d'événements étudiés dans chacune des conditions d'observations considérées.

L'étude du nombre d'événements pour lesquels $\eta > 0.5$ et $\eta > 1$ apporte un élément de réponse à l'amélioration attendue. En effet de 30 à 40% des événements ont un θ_{M3D}^2 inférieur à 60% du θ_{Hillas}^2 et de 20 à 40% ont un θ_{M3D}^2 inférieur à 30% du θ_{Hillas}^2 correspondant. On peut ainsi estimer grossièrement l'amélioration attendue sur un lot de données pour lequel les conditions seraient similaires à celles considérées ici. Pour cela on suppose que tous les événements pour lesquels $\eta > 0$ sont reconstruits avec *Model3D* et on considère les améliorations suivantes :

- $0 < \eta < 0.5$: pas d'amélioration par rapport à *Hillas*
- $0.5 < \eta < 1$: 40% d'amélioration ($\theta_{M3D}^2 = 0.6 \theta_{Hillas}^2$)
- $\eta > 1$: 70% d'amélioration ($\theta_{M3D}^2 = 0.3 \theta_{Hillas}^2$)

Pour simplifier on suppose aussi que l'amélioration s'applique directement au r_{68} obtenu, ce qui n'est pas tout à fait vrai mais cela nous permet d'avoir une idée du r_{68} attendu. En considérant les pourcentages obtenus dans le meilleur des cas, c'est à dire pour les conditions d'observations $(18^\circ, 0.5^\circ)$, on attendrait $r_{68}^\xi \simeq 0.75 r_{68}^{Hillas}$, soit 25% d'amélioration. Cette estimation est très simpliste mais nous donne une idée du gain en résolution angulaire attendu en appliquant la méthode combinée que l'on cherche à implémenter.

Mais la principale difficulté dans cette étude consiste à choisir les événements mieux re-

construits par *Model3D* sans avoir connaissance des θ^2 obtenus pour chaque méthode mais à l'aide d'un ou plusieurs paramètres caractérisant les gerbes. Il faut donc à présent trouver le ou les paramètres qui permette(nt) de sélectionner la plus grande proportion d'événements mieux reconstruits par *Model3D* possible.

Pour cela on procède de la façon suivante : pour chaque paramètre sélectionné et chacune des conditions observationnelles considérées on applique une ou plusieurs coupures approximatives afin de sélectionner les bins où $\bar{\xi} > 0$. Puis on regarde la proportion d'événements pour lesquels $\xi = 1$ ($\eta > 0$) dans ces bins, le but étant d'obtenir la plus grande proportion possible en utilisant un nombre réduit de paramètres. On regarde également la proportion d'événements qui présentent une valeur de $\eta > 0.5$ et $\eta > 1$, ce qui va nous permettre d'estimer l'importance de l'amélioration apportée.

Après avoir fait cette étude détaillée sur les paramètres considérés, quatre d'entre eux semblent avoir un potentiel de sélection des événements mieux reconstruits par *Model3D* prometteur : ce sont l'énergie, les paramètres d'impact *Hillas* et *Model3D* et les différences ΔH_{max} et $\Delta Core$. Des résultats préliminaires pour les conditions d'observations considérées et chacun de ces paramètres sont présentés dans la suite.

Énergie

Comme on l'a vu au chapitre 6, la résolution angulaire obtenue par chaque méthode dépend fortement de l'énergie. On avait notamment remarqué que *Model3D* semblait donner de meilleurs résultats à basse énergie quelque soit l'angle zénithal et également à plus haute énergie pour les petits angles zénithaux. Cette tendance est aussi visible sur la figure 8.2 au travers du profil en $\bar{\xi}$. Mais quel est son potentiel d'amélioration en tant que paramètre utilisé pour choisir la méthode de reconstruction la plus appropriée ? On applique la procédure décrite précédemment et les résultats pour chacune des conditions d'observations sont listés dans la table 8.3.

Conditions obs. (zenith, offset)	18°, 0.5°	18°, 2°	53°, 0.5°	53°, 2°
Coupure appliquée	E<630 GeV E>10TeV	E<1 TeV	E<1.5 TeV	E<800 GeV
Nb d'événements concernés	7505	3571	2005	102
Nb d'événements $\eta > 0$	5261	1990	1566	51
Pourcentage/Nb total $\eta > 0$	53%	56%	30%	4%
Nb d'événements $\eta > 0.5$	4020	1607	1269	45
Pourcentage/Nb total $\eta > 0.5$	52%	56%	30%	4%
Nb d'événements $\eta > 1$	2729	1199	955	34
Pourcentage/Nb total $\eta > 1$	50%	55%	31%	3%

TABLE 8.3 – *Coupure appliquée sur l'énergie, nombre d'événements sélectionnés par cette coupure et pour lesquels $\eta > 0$, $\eta > 0.5$ et $\eta > 1$ avec la fraction correspondante par rapport au nombres d'événements totaux satisfaisant les mêmes critères (donnés dans la table 8.2).*

Les valeurs importantes sont les fractions d'événements sélectionnés pour lesquels on a

vraiment $\xi = 1$ ($\eta > 0$). On voit qu’avec les coupures appliquées sur l’énergie, plus de la moitié des événements mieux reconstruits par *Model3D* sont sélectionnés pour un angle zénithal de 18° . Cette proportion est significative mais décroît avec l’angle zénithal et l’amélioration potentielle est quasi nulle à grand angle zénithal et offset. On remarque également que les proportions d’événements pour lesquels $\eta > 1$ et $\eta > 0.5$ sont similaires, la répartition des événements mieux reconstruits par *Model3D* semble donc homogène dans les bins sélectionnés.

En conclusion, l’énergie semble être un bon candidat pour la création de tables de sélection mais donne de piètres résultats pour la configuration (53° , 2°) prise en exemple ici.

Paramètre d’impact

Comme on peut le voir sur la figure 8.1, le paramètre d’impact semble avoir un bon potentiel de sélection de la méthode de reconstruction. Les tables 8.4 et 8.5 donnent les coupures approximatives appliquées aux paramètres d’impacts *Hillas* et *Model3D* respectivement pour les simulations considérées et le pourcentage d’événements mieux reconstruits par *Model3D* sélectionnés grâce à ces coupures. Les deux paramètres d’impact donnent de bons résultats notamment à faible angle zénithal où près des 2/3 des événements mieux reconstruits par *Model3D* sont sélectionnés. On remarque toutefois une légère différence en fonction de l’offset. En effet pour un offset de 0.5° il y a environ 5% d’événements sélectionnés en plus par le paramètre d’impact *Hillas* mais le paramètre d’impact *Model3D* est bien plus performant à grand offset et grand angle zénithal. Il pourrait donc être intéressant d’utiliser l’un ou l’autre de ces paramètres en fonction de ces conditions ou encore de combiner les deux afin de tirer parti des avantages de chacun. Nous allons en effet voir dans la suite que le paramètre $\Delta Core$, décrit ci-dessous, obtient de bon résultats.

Conditions obs. (zenith, offset)	18° , 0.5°	18° , 2°	53° , 0.5°	53° , 2°
Coupure appliquée	$Core_H < 140$ m $Core_H > 240$ m	$Core_H < 135$ m	$Core_H < 200$ m $Core_H > 600$ m	$D < 125$ m
Nb d’événements concernés	8752	2786	2862	420
Nb d’événements $\eta > 0$	5271	1840	1694	269
Pourcentage/Nb total $\eta > 0$	64%	52%	44%	20%
Nb d’événements $\eta > 0.5$	4182	1537	1388	226
Pourcentage/Nb total $\eta > 0.5$	65%	54%	46%	21%
Nb d’événements $\eta > 1$	2958	1170	1040	185
Pourcentage/Nb total $\eta > 1$	66%	54%	48%	23%

TABLE 8.4 – Coupures appliquées sur le paramètre d’impact $Core_H$ reconstruit par *Hillas*, nombre d’événements sélectionnés par cette coupure et pour lesquels $\eta > 0$, $\eta > 0.5$ et $\eta > 1$ avec la fraction correspondante par rapport au nombres d’événements totaux satisfaisant les mêmes critères (donnés dans la table 8.2).

Cond. obs. (zenith, offset)	18°, 0.5°	18°, 2°	53°, 0.5°	53°, 2°
Coupure appliquée	$Core_{M3D} < 145$ m $Core_{M3D} > 255$ m $Core_{M3D} < 350$ m	$Core_{M3D} < 155$ m	$Core_{M3D} < 220$ m	$Core_{M3D} < 220$ m
Nb d'événements concernés	8167	3121	2442	1004
Nb d'événements $\eta > 0$	4964	2052	1495	589
Pourcentage/Nb tot $\eta > 0$	60%	58%	40%	44%
Nb d'événements $\eta > 0.5$	3941	1706	1221	480
Pourcentage/Nb tot $\eta > 0.5$	61%	60%	41%	45%
Nb d'événements $\eta > 1$	2781	1309	895	382
Pourcentage/Nb tot $\eta > 1$	62%	60%	40%	47%

TABLE 8.5 – Coupures appliquées sur le paramètre d'impact $Core_{M3D}$ reconstruit par *Model3D*, nombre d'événements sélectionnés par cette coupure et pour lesquels $\eta > 0$, $\eta > 0.5$ et $\eta > 1$ avec la fraction correspondante par rapport au nombres d'événements totaux satisfaisant les mêmes critères (donnés dans la table 8.2).

Δ Core

La différence des paramètres d'impact reconstruits par chaque méthode ($\Delta Core = Core_H - Core_{M3D}$) constitue un paramètre particulièrement intéressant. Il traduit en effet la capacité de reconstruction du paramètre d'impact de chaque méthode et en cumule les avantages. La variation de $\bar{\xi}$ en fonction de cette différence est représentée sur la figure 8.5. On voit que lorsque les deux paramètres d'impacts ont quasiment la même valeur ($\Delta Core \simeq 0$) les deux reconstructions sont équivalentes en moyenne ($\bar{\xi} \simeq 0$). Cependant, lorsque les deux paramètres d'impact sont très différents, une des deux méthodes est clairement meilleure que l'autre. On remarque sur la figure 8.5 que l'évolution de $\Delta Core$ en fonction de ξ a toujours le même sens de variation (à part quelques fluctuations pour les valeurs extrêmes). Lorsque $Core \ll Core_{M3D}$, c'est la reconstruction *Hillas* qui semble meilleure et inversement. On en déduit qu'en moyenne la meilleure reconstruction est celle qui obtient le plus petit paramètre d'impact. L'évolution particulière de cette variable permet d'effectuer une unique coupure dans la distribution de $\Delta Core$ indiquant la méthode à utiliser. Les coupures choisies ici et les résultats de la procédure appliquée sont donnés dans la table 8.6.

La proportion d'événements mieux reconstruits par *Model3D* dépasse les 70% pour les conditions (18°, 0.5°) et cette variable donne globalement de meilleurs résultats que l'énergie.

On note également que la combinaison des deux paramètres d'impact donne de meilleurs résultats en terme de sélection d'événements que chaque paramètre séparément sauf pour les conditions (53°, 2°) pour lesquelles la $Core_{M3D}$ sélectionne une plus grande fraction d'événements mieux reconstruits par *Model3D*. Or les coupures réalisées ici sont assez grossières et pour la création des tables il faudra les définir avec précision. En effet, la majorité des événements se situe au niveau de la coupure et un changement très faible de cette dernière peut entraîner une variation non négligeable d'événements sélectionnés pour la reconstruction *Model3D*.

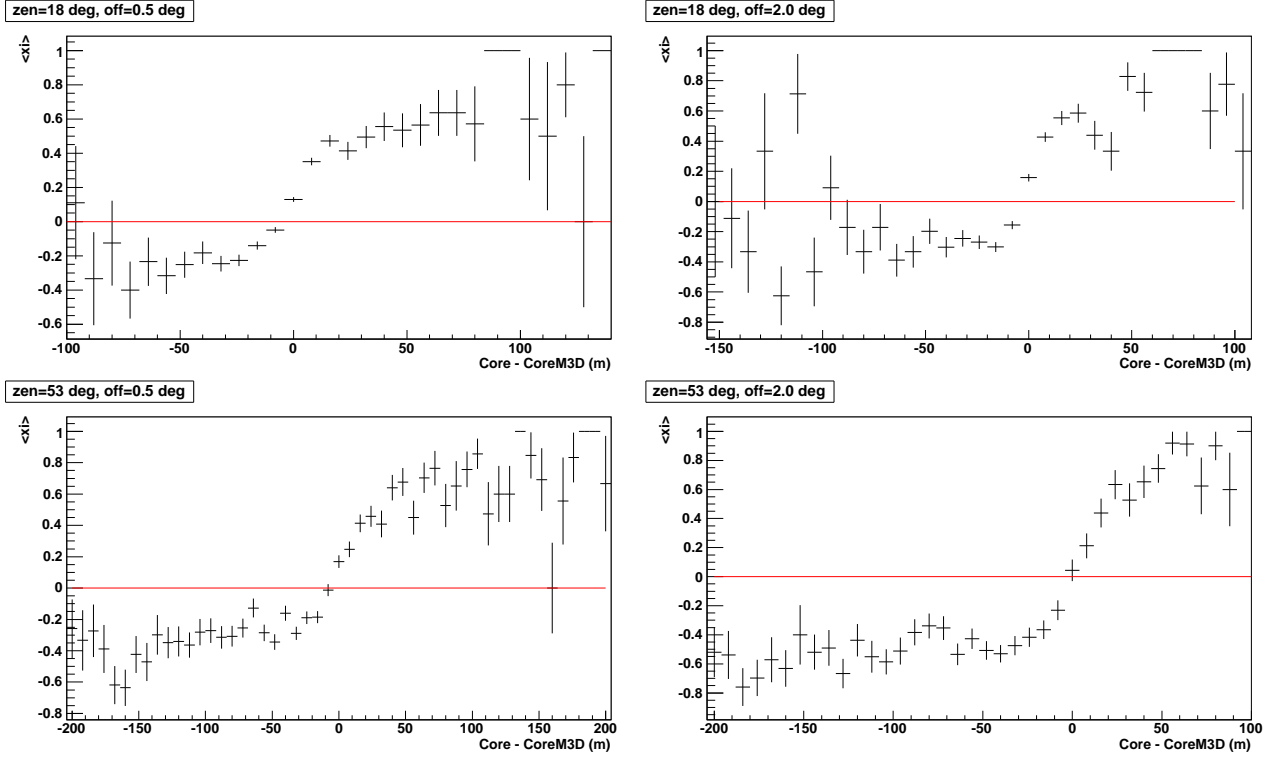


FIGURE 8.5 – Variation de ξ en fonction de la différence des paramètres d'impact $\Delta Core = Core - Core_{M3D}$ pour des angles zénithaux de 18° (en haut) et 53° (en bas) et pour des offsets de 0.5° (gauche) et 2° (droite).

Conditions obs.	$18^\circ, 0.5^\circ$	$18^\circ, 2^\circ$	$53^\circ, 0.5^\circ$	$53^\circ, 2^\circ$
Coupure	$\Delta Core > -7$ m	$\Delta Core > -6$ m	$\Delta Core > -16$ m	$\Delta Core > -4$ m
N_{cut}	9798	3525	3250	819
$N_{ev} \eta > 0$	5913	2268	2044	593
%/Nb total $\eta > 0$	72%	64%	55%	44%
$N_{ev} \eta > 0.5$	4430	1784	1571	467
%/Nb total $\eta > 0.5$	69%	63%	52%	43%
$N_{ev} \eta > 1$	2940	1307	1088	362
%/Nb total $\eta > 1$	66%	60%	49%	43%

TABLE 8.6 – Coupure appliquée sur $\Delta Core = Core_H - Core_{M3D}$, nombre d'événements sélectionnés par cette coupure N_{cut} et nombres d'événements N_{ev} pour lesquels $\eta > 0$, $\eta > 0.5$ et $\eta > 1$ avec la fraction correspondante par rapport au nombres d'événements totaux satisfaisant les mêmes critères (donnés dans la table 8.2).

Une variation de 10 m dans la coupure pour la configuration ($53^\circ, 0.5^\circ$) entraîne par exemple une diminution de 10% du nombre d'événements pour lesquels $\xi = 1$ parmi les événements sélectionnés.

On remarque également une légère diminution de la fraction d'événements avec $\eta > 1$ comparé au nombre total d'événements $\eta > 0$ pouvant traduire une répartition non homogène des événements $\eta > 0$ en fonction de cette variable. Cependant, la différence observée peut aussi s'expliquer par des fluctuations statistiques.

ΔH_{max}

De la même façon que pour la différence des paramètres d'impact, la différence des hauteurs du maximum de gerbe $\Delta H_{max} = H_{max_H} - H_{max_{M3D}}$ semblaient un paramètre intéressant, comme on peut le voir sur la figure 8.6.

À faible angle zénithal, on remarque que lorsque $H_{max_H} < H_{max_{M3D}}$, *Model3D* semble donner de meilleurs résultats. En revanche, ce comportement est moins marqué à plus grand angle. On applique donc des coupures à chaque configuration pour sélectionner ces groupes d'événements et on compte le nombre d'événements pour lesquels $\eta > 0$, $\eta > 0.5$ et $\eta > 1$ comme précédemment. Les résultats sont donnés dans la table 8.7.

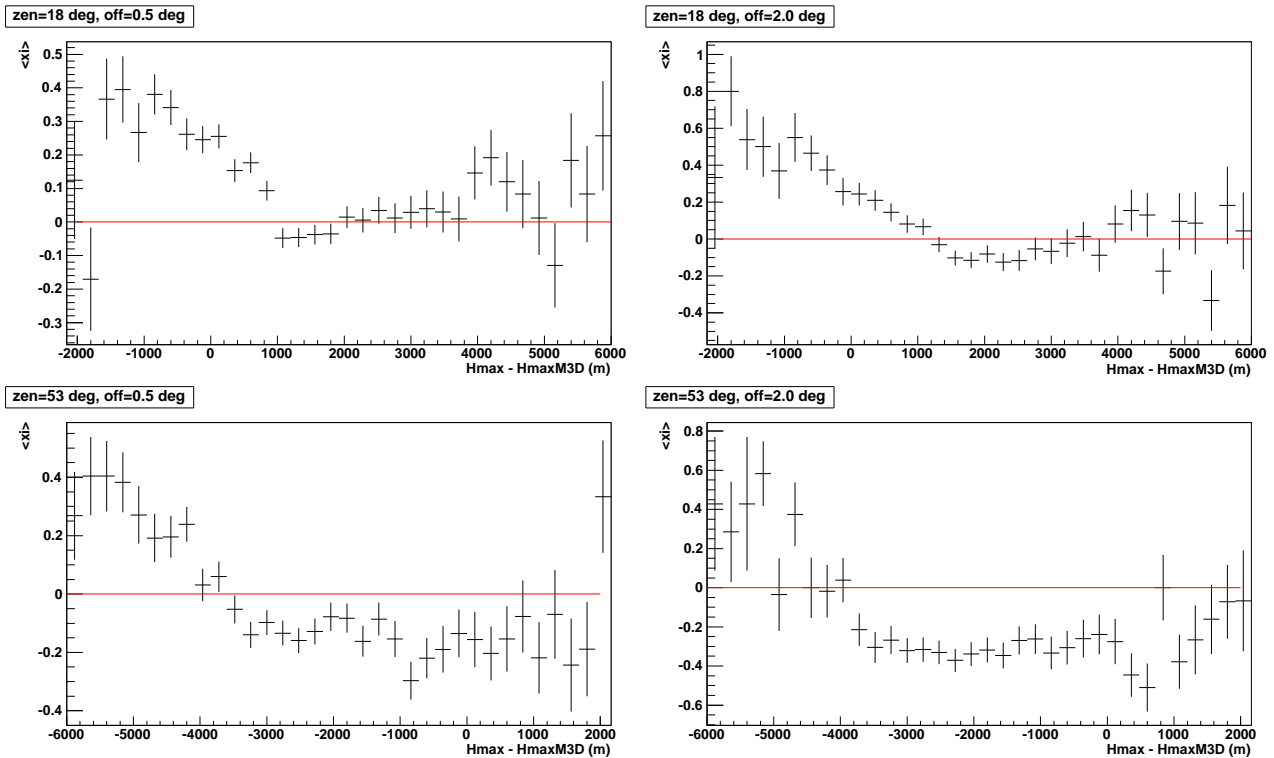


FIGURE 8.6 – Variation de ξ en fonction de la différence des hauteurs de maximum de gerbe $\Delta H_{max} = H_{max} - H_{max_{M3D}}$ pour des angles zénithaux de 18° (en haut) et 53° (en bas) et pour des offsets de 0.5° (gauche) et 2° (droite).

Malheureusement la fraction d'événements mieux reconstruits par *Model3D* est nettement

Conditions obs.	18°, 0.5°	18°, 2°	53°, 0.5°	53°, 2°
Coupures	$\Delta H_{max} < 1100\text{m}$ $\Delta H_{max} > 3500\text{m}$	$\Delta H_{max} < 1150\text{m}$ $\Delta H_{max} > 3800\text{m}$	$\Delta H_{max} < -3500\text{m}$ $\Delta H_{max} > -7700\text{m}$	$\Delta H_{max} < -4000\text{m}$
N_{cut}	7661	2944	1935	286
$N_{ev} \eta > 0$	4441	1717	1129	160
%/Nb total $\eta > 0$	54%	49%	31%	12%
$N_{ev} \eta > 0.5$	3462	1396	917	138
%/Nb total $\eta > 0.5$	54%	49%	31%	13%
$N_{ev} \eta > 1$	2385	1061	673	109
%/Nb total $\eta > 1$	53%	49%	30%	13%

TABLE 8.7 – Coupures appliquées sur $\Delta H_{max} = H_{max_H} - H_{max_{M3D}}$, nombre d'événements sélectionnés par cette coupure N_{cut} et nombres d'événements N_{ev} pour lesquels $\eta > 0$, $\eta > 0.5$ et $\eta > 1$ avec la fraction correspondante par rapport au nombre d'événements totaux satisfaisant les mêmes critères (donnés dans la table 8.2).

moins importante que pour la différence des paramètres d'impact, on décide donc de rejeter cette combinaison de paramètres.

Conclusion

On choisit d'utiliser la différence entre les paramètres d'impact reconstruits par chaque méthode qui donne les meilleurs résultats en terme de sélection d'événements mieux reconstruits par *Model3D* pour créer les tables de décision. Ces tables permettront de choisir d'utiliser la reconstruction *Model3D* pour les événements dont la différence entre les pieds de gerbe correspond aux valeurs de $\Delta Core$ pour lesquelles cette reconstruction est meilleure en moyenne.

8.2.2 Création des tables de décision

Le paramètre $\Delta Core$ choisi pour déterminer la méthode de reconstruction la plus adaptée à chaque événement présente l'avantage de ne nécessiter qu'une seule valeur à stocker dans des tables pour chaque configuration et jeu de variables observationnelles $\{azimut, \text{efficacité optique}, \text{angle zénithal}, \text{offset}\}$. Cette valeur, appelée *switch*, correspond à la valeur de $\Delta Core$ pour laquelle $\bar{\xi}$ change de signe.

On va calculer la valeur du *switch* en fonction de l'offset pour tous les jeux de variables observationnelles à l'aide d'une procédure automatique. Pour cela on produit les profils de ξ en fonction de $\Delta Core$ et on cherche le bin pour lequel la valeur moyenne de ξ change de signe. On veillera à éviter les fluctuations en étendant la recherche aux bins suivants et en considérant seulement les bins contenant suffisamment d'événements.

On regroupe ensuite toutes les valeurs de *switch* obtenues pour une efficacité optique et un angle zénithal donnés dans une même table en fonction de l'offset. Des exemples de tables obtenues pour 70% d'efficacité optique et à 18° et 53° d'angle zénithal sont données sur la figure 8.7. Après vérification à l'oeil sur toutes les tables correspondant à une efficacité optique

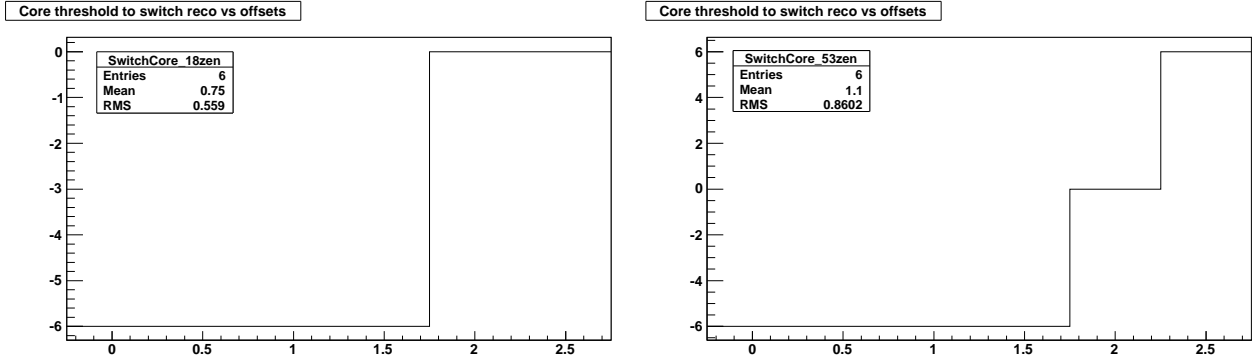


FIGURE 8.7 – Tables donnant la valeur du *switch* en fonction de l'offset pour des angles zénithaux de 18° (à gauche) et 53° (à droite), à 70% d'efficacité optique et pour la configuration *teak* au sud (azimut= 180°).

de 70%, la valeur du *switch* semble bien calculée.

Ces tables vont être utilisées lors de l'analyse afin de choisir la reconstruction appropriée à l'événement considéré. On calcule la valeur de $\Delta Core$ pour chaque événement et on la compare à la valeur du *switch* correspondant aux conditions d'observation (efficacité optique, angle zénithal et offset). Lorsque $\Delta Core > switch$, on utilise la reconstruction *Model3D* pour cet événement.

8.3 Performances de la méthode combinée sur les simulations

Avant d'appliquer cette méthode aux données réelles on effectue des tests sur les simulations afin de vérifier son bon fonctionnement et d'en évaluer les performances. On calcule donc la PSF obtenue en utilisant les reconstructions *Hillas* et *Model3D* seules ainsi qu'avec la méthode ξ . Cela va nous permettre de déterminer les performances de la méthode combinée par rapport à l'utilisation de chaque méthode séparément. A titre de comparaison, on calcule également la PSF obtenue dans le cas où la meilleure méthode est choisie systématiquement (*Hillas* lorsque $\theta_{Hillas}^2 < \theta_{M3D}^2$ et inversement). De cette manière on pourra comparer les performances de la méthode ξ avec le cas idéal où tous les événements mieux reconstruits par *Model3D* auraient pu être identifiés.

8.3.1 Méthode ξ

Les figures 8.8 et 8.9 montrent le r_{68} obtenu pour chaque méthode de reconstruction ainsi qu'avec la méthode ξ en fonction de l'angle zénithal. Le gain en résolution angulaire par rapport à la méthode utilisée auparavant (*Hillas*) est défini comme :

$$Gain = \frac{r_{68}^{Hillas} - r_{68}^{\xi}}{r_{68}^{Hillas}} \quad (8.3)$$

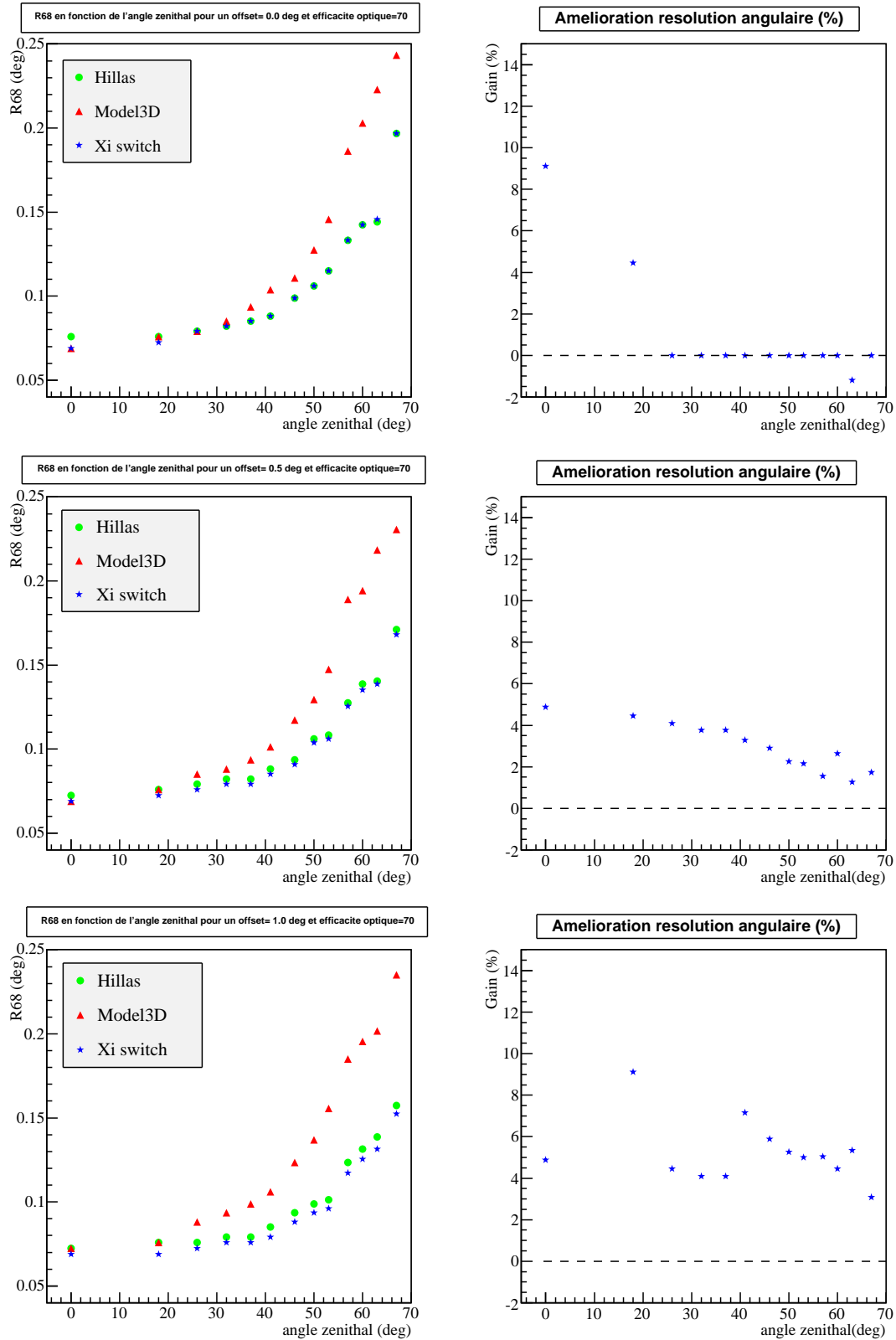


FIGURE 8.8 – Gauche : r_{68} obtenu pour chaque méthode de reconstruction (ronds pour Hillas et triangles pour Model3D) ainsi qu'avec la méthode ξ (étoiles) en fonction de l'angle zénithal pour une efficacité optique de 70%. Droite : gain en résolution angulaire apporté par la méthode ξ en comparaison de celle obtenue avec la méthode Hillas en fonction de l'angle zénithal. De haut en bas : offset = 0° , 0.5° , 1° .

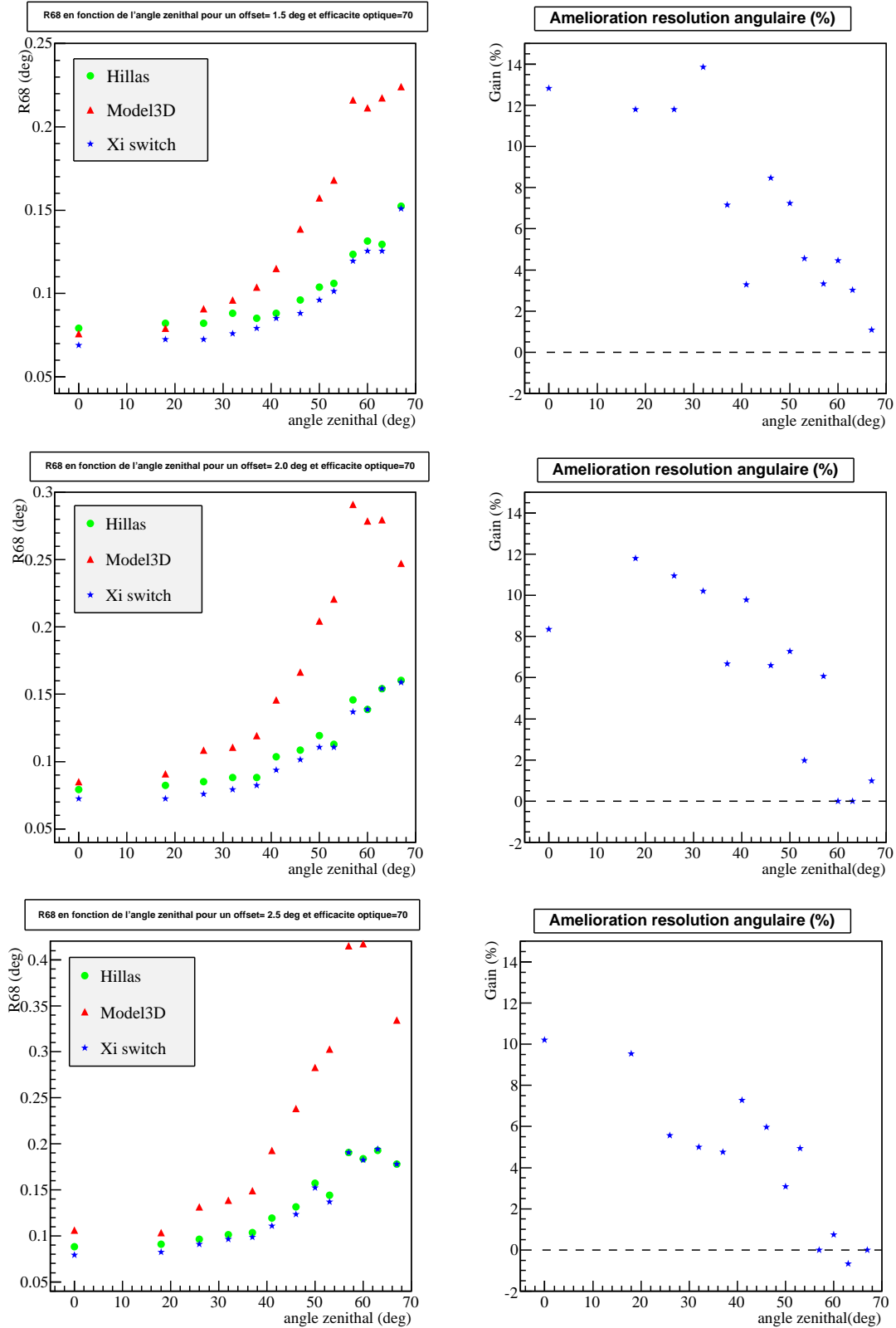


FIGURE 8.9 – Gauche : r_{68} obtenu pour chaque méthode de reconstruction (ronds pour Hillas et triangles pour Model3D) ainsi qu'avec la méthode ξ (étoiles) en fonction de l'angle zénithal pour une efficacité optique de 70%. Droite : gain en résolution angulaire apporté par la méthode ξ en comparaison de celle obtenue avec la méthode Hillas en fonction de l'angle zénithal. De haut en bas : offset= 1.5° , 2° , 2.5° .

On voit que le gain en résolution angulaire apporté par la méthode ξ concerne surtout les petits angles zénithaux et les grands offsets. En effet on remarque que la reconstruction *Model3D* se dégrade fortement avec l'angle zénithal, quelque soit l'offset. On ne s'attendait donc pas à une amélioration significative pour les grands angles mais malgré cette dégradation on obtient tout de même un gain non négligeable pour les offsets $\geq 1.5^\circ$ avec la méthode ξ . Cela signifie que le paramètre $\Delta Core$ a permis de cibler et choisir un grand nombre d'événements mieux reconstruits par *Model3D* à grands angles zénithaux et offsets.

On note que la meilleure performance est atteinte ici pour un offset de 1.5° . Ce résultat est bien visible sur la figure 8.10 qui montre le gain moyenné sur différentes bandes en zénith en fonction de l'offset. Cette figure montre également que le gain moyen global est meilleur pour les angles zénithaux inférieurs à 20° et se dégrade lorsque l'on inclut les plus grands angles. La stratégie adoptée consistant à tenter d'améliorer la résolution angulaire dans ces conditions extrêmes n'a donc pas bien fonctionné pour les grands angles zénithaux.

En revanche le gain est non négligeable pour les grands offsets, cela pourrait donc permettre d'améliorer la sensibilité pour des points chauds qui n'ont pas fait l'objet d'observations dédiées mais qui se trouvent à environ 1.5° d'une source qui en aurait bénéficié. Notre volonté d'améliorer la résolution pour les petits angles zénithaux ($< 20^\circ$) est cependant concrétisée avec 8% d'amélioration en moyenne sur tous les offsets et 12% à un offset de 1.5° .

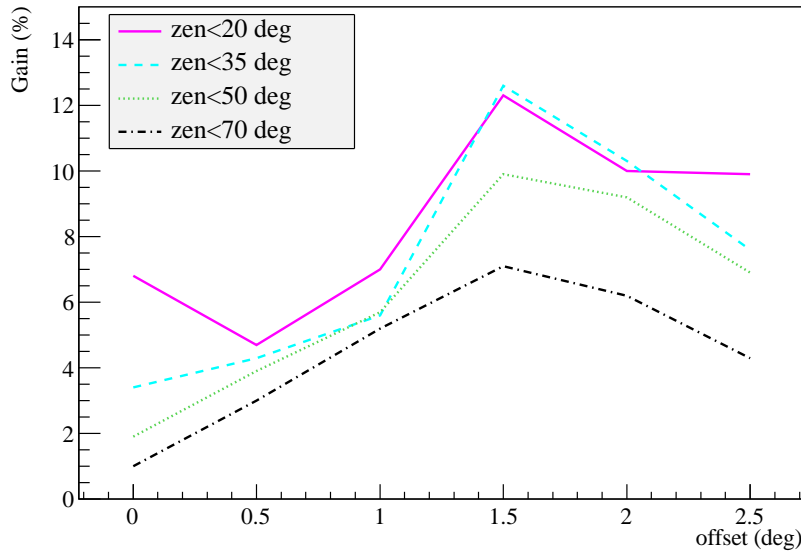


FIGURE 8.10 – Gain moyen par rapport à la reconstruction *Hillas* seule obtenu avec la méthode ξ pour différentes bandes en angle zénithal ($zenith < 20^\circ$, 35° , 50° et 70°) pour la configuration *teak* et avec une efficacité optique de 70%.

Le résultat obtenu en terme d'amélioration du r_{68} semble donc concluant mais bien inférieur à l'amélioration que nous avions espérée d'environ 25%. En effet, on a considéré ici que le choix de la reconstruction *Model3D* était toujours justifié pour les événements sélectionnés en raisonnant sur la probabilité d'amélioration de cette technique par rapport à *Hillas* et en

utilisant une valeur moyenne $\bar{\xi}$. Or, pour un nombre important d'événements sélectionnés, la reconstruction *Model3D* est en réalité beaucoup moins bonne que *Hillas*. Par conséquent, la résolution angulaire obtenue au final s'en trouve dégradée par rapport à celle attendue à cause de ces événements mal reconstruits.

L'énergie semblait constituer un paramètre intéressant pour la sélection de la méthode de reconstruction, il est donc intéressant de regarder l'amélioration apportée par la méthode ξ en fonction de l'énergie, donnée sur la figure 8.11. On voit qu'on obtient de meilleurs résultats qu'avec chacune des deux méthodes dans la bande d'énergie optimale accessible par H.E.S.S. (entre 250 GeV et 10 TeV environ). Cela montre bien que le paramètre $\Delta Core$ est plus efficace que l'énergie en terme de sélection de la méthode de reconstruction. On note en revanche qu'aux extrémités haute et basse de la bande en énergie, les résultats de la méthode ξ sont moins bons. Il serait donc utile d'étudier ce problème plus en détail et éventuellement de prendre en compte l'énergie dans les tables de décision, ou du moins imposer l'utilisation d'une méthode au-delà d'un certain seuil pour éviter ces artefacts.

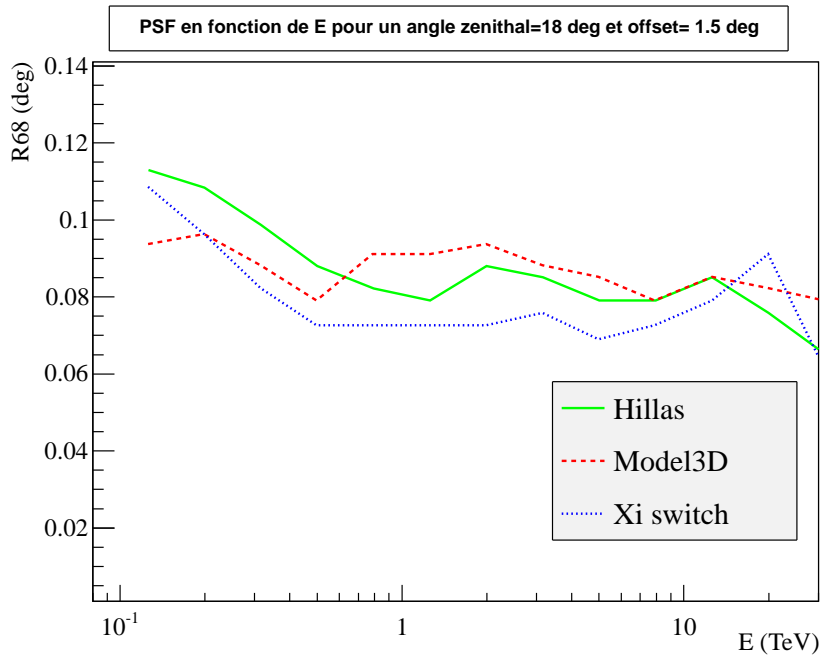


FIGURE 8.11 – Résolution angulaire en fonction de l'énergie pour chaque méthode de reconstruction ainsi qu'avec la méthode ξ pour une efficacité optique de 70%, un angle zénithal de 18° et un offset de 1.5° .

8.3.2 Cas idéal

Nous allons à présent quantifier les performances obtenues dans le cas théorique où la meilleure reconstruction est utilisée pour chaque événement. Les figures 8.12 et 8.13 montrent la résolution angulaire obtenue et le gain correspondant dans ce cas.

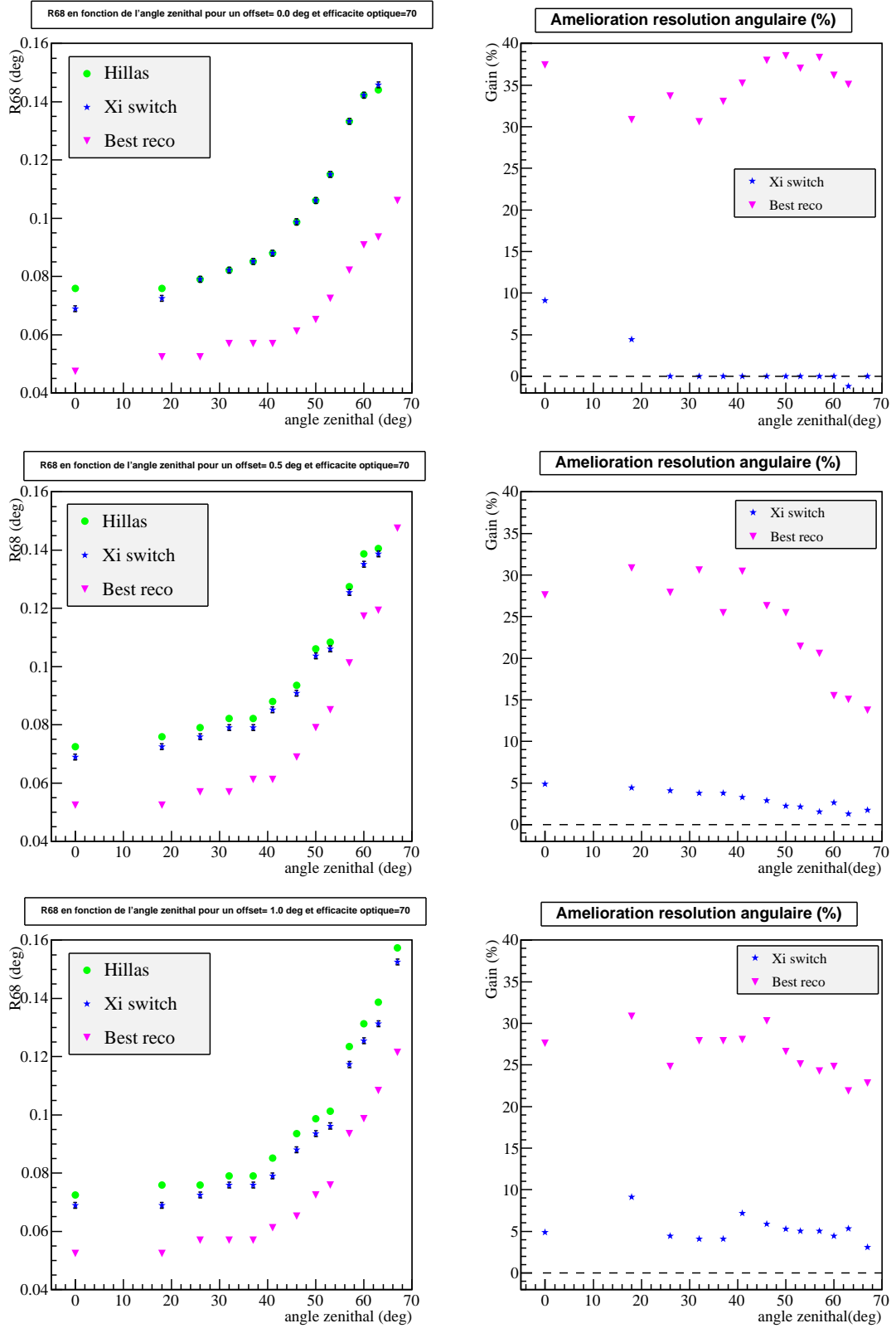


FIGURE 8.12 – Gauche : r_{68} obtenu pour la reconstruction Hillas (ronds) ainsi qu'avec la méthode ξ (étoiles) et dans le cas où la meilleure reconstruction est choisie systématiquement (triangles) en fonction de l'angle zénithal pour une efficacité optique de 70%. Droite : gain en résolution angulaire apporté par la méthode ξ et le choix de la meilleure méthode en comparaison de celle obtenue avec la méthode Hillas en fonction de l'angle zénithal. De haut en bas : offset = 0° , 0.5° , 1° .

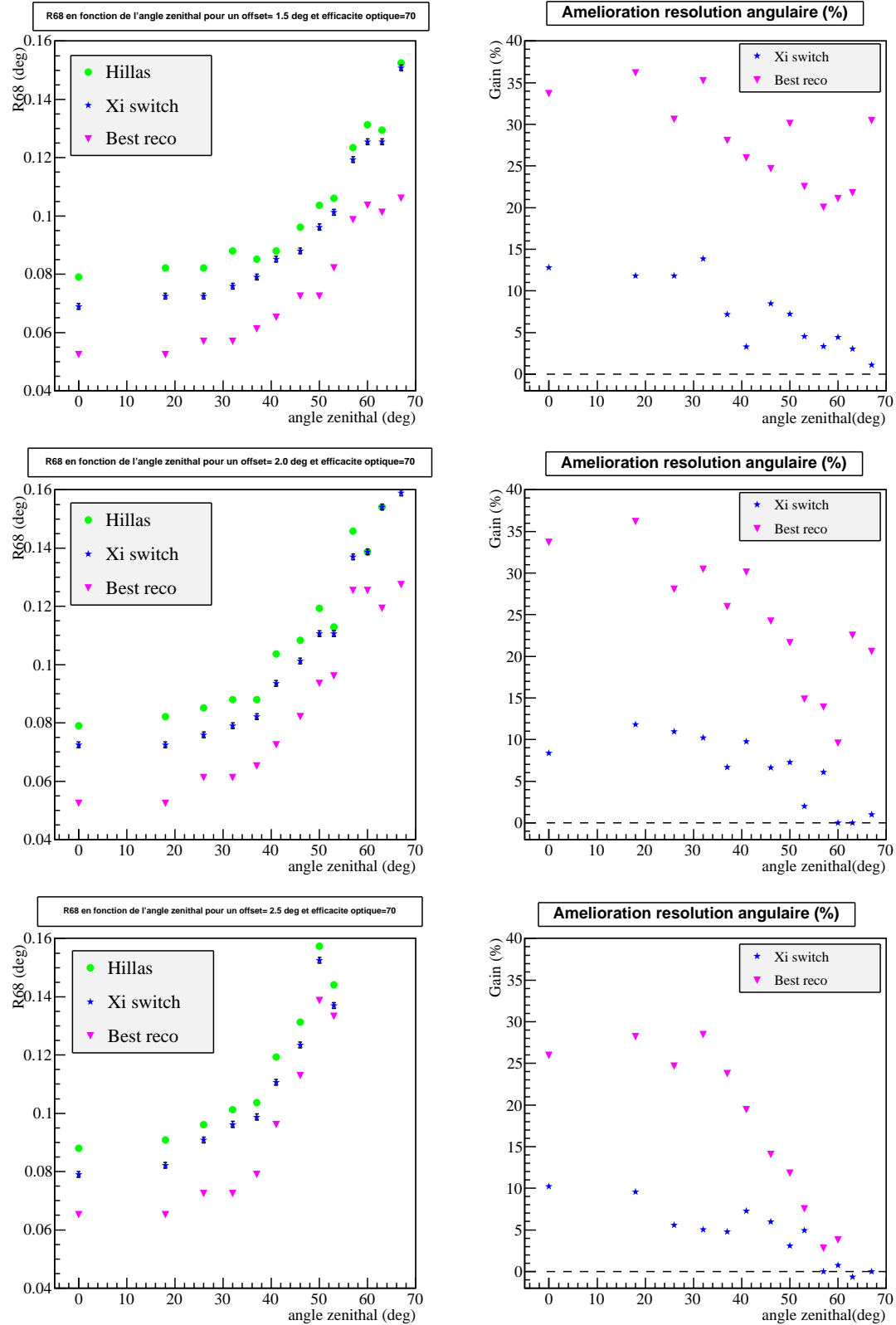


FIGURE 8.13 – *Gauche : r_{68} obtenu pour la reconstruction Hillas (ronds) ainsi qu'avec la méthode ξ (étoiles) et dans le cas où la meilleure reconstruction est choisie systématiquement (triangles) en fonction de l'angle zénithal pour une efficacité optique de 70%. Droite : gain en résolution angulaire apporté par la méthode ξ et le choix de la meilleure méthode en comparaison de celle obtenue avec la méthode Hillas en fonction de l'angle zénithal. De haut en bas : offset = 1.5°, 2°, 2.5°.*

Le résultat est saisissant : l'amélioration atteint allègrement les 30% pour différentes valeurs d'offset et d'angle zénithal. Le gain le plus important concerne les petits angles zénithaux et petits offsets pour lesquels la reconstruction *Model3D* donne globalement de meilleurs résultats que *Hillas*. L'amélioration pour les angles zénithaux $< 20^\circ$ est de 32% en moyenne sur tous les offsets. L'amélioration sur tous les angles zénithaux et offsets est quant à elle de 25% en moyenne. De plus, comme on peut le voir sur la figure 8.14 montrant le gain moyen pour différentes bandes en angle zénithal, le gain en résolution angulaire est très stable à 0° d'offset avec une valeur moyenne de 36% sur tous les angles zénithaux.

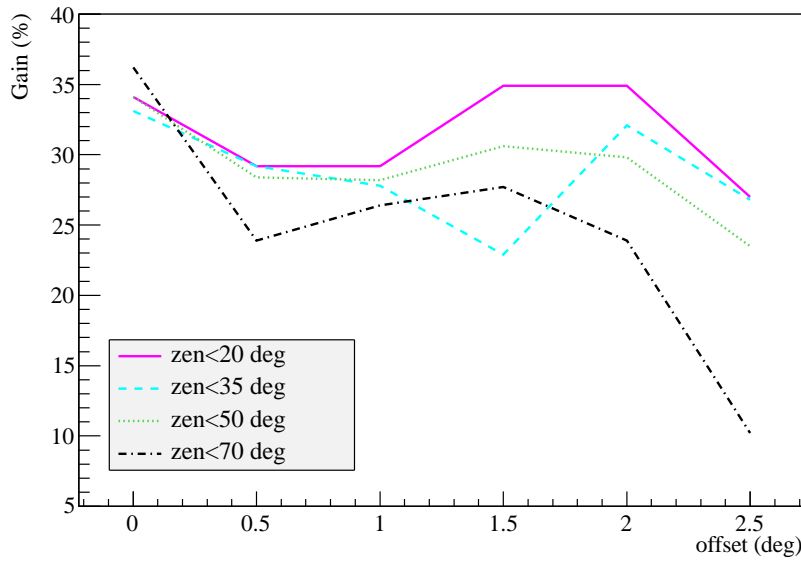


FIGURE 8.14 – Gain moyen par rapport à la reconstruction *Hillas* seule obtenu en choisissant systématiquement la meilleure méthode de reconstruction pour différentes bandes en angle zénithal ($\text{zenith} < 20^\circ$, 35° , 50° et 70°).

8.4 Application aux données réelles

Nous voulons à présent tester la méthode développée sur des données réelles. Pour cela, nous choisissons d'étudier les résultats obtenus sur une source très brillante afin de s'affranchir des fluctuations statistiques. Nous décidons donc d'analyser les données prises sur le blazar PKS 2155-304 (présenté au chapitre 4) pendant son célèbre *big flare* survenu le 28 juillet 2006. Trois runs ont été pris cette nuit-là, correspondant à 1.4 h d'observations corrigées du temps mort, avec un angle zénithal de 13° , un offset de 0.5° et une efficacité optique de 64%. Comme ce n'est pas une source faible, on utilise la configuration *ash* (coupure à 80 p.e.) de *Paris-MVA* pour laquelle on produit les tables de switch selon la même procédure que pour la configuration *teak*. On les utilise ensuite pour produire les fonctions d'instrument correspondantes et pour analyser les données.

8.4.1 Statistiques

On applique la méthode de l’anneau complet pour la soustraction du bruit de fond. La région ON utilisée est circulaire de 0.1° de rayon et centrée à la position ($RA = 21h58m52.07s, Dec = -30^\circ13m32s$) en coordonnées J2000. Une région circulaire de 0.5° de rayon centrée à la même position est utilisée pour exclure le signal provenant de la source. La table 8.8 regroupe les statistiques obtenues avec la reconstruction Hillas seule ainsi qu’avec la méthode combinée ξ .

Le nombre de gammas observés étant très important, on se trouve ici dans une statistique gaussienne. L’erreur sur l’excès correspondante vaut donc $\sqrt{N_{ON} + \alpha^2 N_{OFF}}$, égale à 65 gammas ici, et ce pour les deux méthodes. On observe 136 événements de plus avec la méthode combinée par rapport à la reconstruction Hillas seule. Compte-tenu des erreurs associées, l’augmentation de l’excès obtenue est donc supérieure aux fluctuations et semble donc provenir de l’amélioration de la résolution angulaire apportée par la méthode ξ . Cette augmentation correspond à 3.3% de l’excès obtenu avec la méthode de référence Hillas. Vérifions si cette augmentation est bien conforme à celle attendue en comparant les résolutions angulaires obtenues.

Méthode	N_{ON}	N_{OFF}	α	Excès	Significativité
Hillas	4171	217	0.058	4158	150
ξ	4307	218	0.058	4294	153

TABLE 8.8 – *Statistiques obtenues sur la source PKS 2155-304 lors du big flare avec la méthode de reconstruction Hillas seule ainsi qu’avec la méthode combinée ξ pour la configuration ash correspondant à une coupure à 80 p.e. de Paris-MVA.*

Pour cela on calcule la PSF obtenue dans chaque cas à l’aide des simulations et en fonction des conditions observationnelles des données considérées. Les PSFs sont représentées sur la figure 8.15 et les r_{68} correspondants valent 0.081° et 0.074° pour la reconstruction Hillas seule et la méthode ξ respectivement.

On voit qu’avec la méthode ξ un plus grand nombre d’événements est attendu à l’intérieur de la coupure en θ^2 (correspondant à la région ON étudiée). Pour évaluer cette augmentation on normalise les PSFs à 1 et on calcule l’intégrale de chaque fonction à l’intérieur de la coupure en θ^2 .

L’augmentation attendue du nombre d’événements vaut :

$$\frac{\int_0^{\theta_{cut}^2} PSF^\xi - \int_0^{\theta_{cut}^2} PSF}{\int_0^{\theta_{cut}^2} PSF} = 3.9\% \quad (8.4)$$

L’augmentation de la statistique observée est bien compatible avec ce résultat, traduisant le fait que plus d’événements ont été reconstruits à l’intérieur de la région ON grâce à la meilleure résolution angulaire.

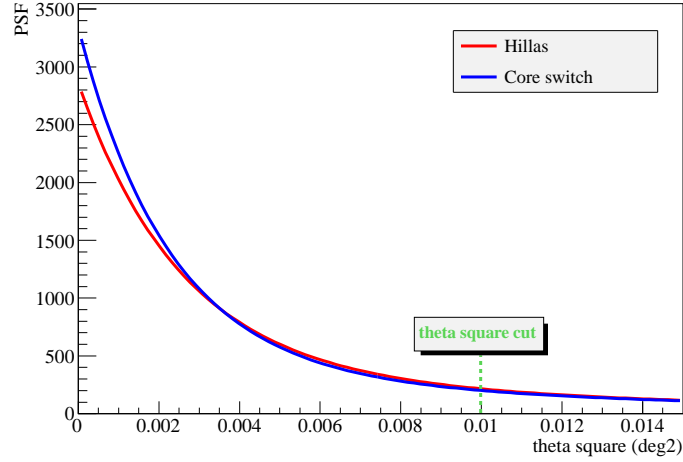


FIGURE 8.15 – Distributions de PSF obtenues en fonction des conditions observationnelles lors du big flare de PKS 2155-304 pour la reconstruction Hillas seule ainsi qu’avec la méthode combinée ξ (core switch) et pour la configuration ash. La coupure en θ^2 à 0.01° correspond à la limite de la région ON de 0.1° de rayon. Elle est représentée en tirets verts.

8.4.2 Spectre

On veut à présent tester l’effet de la méthode sur l’analyse spectrale. On utilise donc cette fois la méthode des régions multiples pour la soustraction du fond et on applique la méthode de forward-folding (décrite au chapitre 6) aux données en supposant un spectre en loi de puissance. Les résultats obtenus pour chaque méthode Hillas et ξ sont donnés dans les tables 8.10 et 8.11 respectivement. On utilise les mêmes bins en énergie pour pouvoir comparer les deux méthodes. On remarque une légère augmentation de la significativité dans chaque bin considéré avec la méthode ξ ainsi qu’une diminution des erreurs sur le flux. La méthode développée pourrait donc permettre d’analyser plus en détail les propriétés spectrales de PKS 2155-304. Cela n’a pas été réalisé ici car cette étude a uniquement pour but de vérifier le bon fonctionnement de la méthode combinée.

Le flux et l’indice obtenus pour chaque méthode sont donnés dans la table 8.9. Ces résultats sont compatibles avec les valeurs publiées (voir par exemple [Abramowski 2010]). On observe également une légère diminution des erreurs correspondantes avec la méthode ξ . Les contours d’erreurs entre le flux et l’indice pour chaque méthode sont représentés sur la figure 8.16. On voit que les contours obtenus avec chaque méthode sont bien compatibles entre eux.

Méthode	Flux(1 TeV) ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$)	Indice
Hillas	$9.0 \times 10^{-11} \pm 0.32 \times 10^{-11}$	3.45 ± 0.043
ξ	$9.0 \times 10^{-11} \pm 0.31 \times 10^{-11}$	3.42 ± 0.042

TABLE 8.9 – Détail des résultats obtenus sur le flux et l’indice avec la méthode de reconstruction Hillas seule et avec la méthode ξ .

TABLE 8.10 – *Détail des résultats obtenus dans chaque bin pour le spectre de la source PKS2155-304 lors du big flare avec la méthode de reconstruction Hillas : énergie moyenne, excès, flux et erreur correspondante, significativité du bin.*

E (TeV)	Signal	Flux ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$)	ΔFlux ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$)	Significativité
0.3	871	4.9×10^{-9}	1.7×10^{-10}	63
0.4	619	1.6×10^{-9}	6.4×10^{-11}	53
0.6	427	5.5×10^{-10}	2.7×10^{-11}	44
0.8	228	1.7×10^{-10}	1.1×10^{-11}	32
1.1	143	6.2×10^{-11}	5.0×10^{-12}	25
1.6	76	2.0×10^{-11}	2.3×10^{-12}	18
2.2	32	5.5×10^{-12}	9.3×10^{-13}	12
3.0	17	1.9×10^{-12}	4.4×10^{-13}	8

TABLE 8.11 – *Détail des résultats obtenus dans chaque bin pour le spectre de la source PKS2155-304 lors du big flare avec la méthode de reconstruction ξ : énergie moyenne, excès, flux et erreur correspondante, significativité du bin.*

E (TeV)	Signal	Flux ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$)	ΔFlux ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$)	Significativité
0.3	895	4.7×10^{-9}	1.6×10^{-10}	66
0.4	637	1.5×10^{-9}	6.1×10^{-11}	55
0.6	442	5.5×10^{-10}	2.6×10^{-11}	46
0.8	241	1.7×10^{-10}	1.1×10^{-11}	34
1.1	151	6.2×10^{-11}	5.1×10^{-12}	27
1.6	81	2.1×10^{-11}	2.2×10^{-12}	19
2.2	34	5.6×10^{-12}	9.0×10^{-13}	13
3.0	19	1.8×10^{-12}	4.2×10^{-13}	8

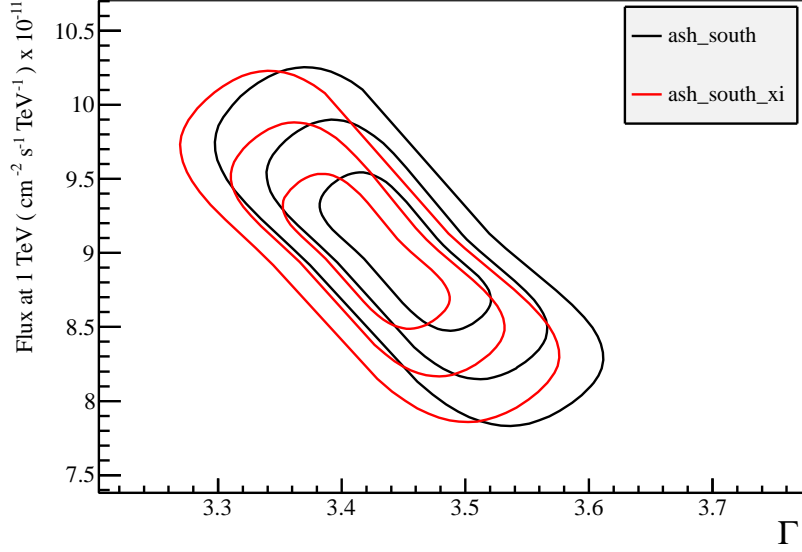


FIGURE 8.16 – *Contours d'erreur entre le flux et l'indice pour la reconstruction Hillas seule (noir) et pour la méthode ξ (rouge) pour la configuration ash correspondant à une coupure à 80 p.e. de Paris-MVA. L'hypothèse spectrale testée est une loi de puissance.*

8.5 Conclusion

La méthode combinée ξ consiste à déterminer pour quelles valeurs de la différence entre les paramètres d'impact Hillas et Model3D ($\Delta Core = Core_H - Core_{M3D}$) les événements gammas sont en moyenne mieux reconstruits par la méthode *Model3D*, et ce pour un jeu de conditions d'observation donné (azimut, efficacité optique, angle zénithal et offset). Des tables de décisions sont alors créées pour chaque condition d'observation donnant la valeur de $\Delta Core$ à partir de laquelle la reconstruction *Model3D* doit être utilisée. Cette méthode a été appliquée aux simulations de gammas dans un premier temps pour évaluer les performances obtenues. Le gain en résolution angulaire apporté par cette méthode est non négligeable, surtout pour les petits angles zénithaux et grands offsets. L'amélioration atteint en effet les 12% dans ce cas.

Cependant, nous avons également étudié le cas théorique pour lequel la reconstruction obtenant la plus petite valeur de θ^2 était systématiquement choisie pour tous les événements. Nous avons vu que les performances atteintes étaient bien supérieures à la méthode ξ , en effet le gain en résolution angulaire est proche de 30% pour les petits angles zénithaux. Or ce cas idéal est utopique car il suppose que la position des sources est déjà connue au préalable, mais il permet d'évaluer les performances que nous pouvions espérer obtenir avec une combinaison optimale des deux techniques de reconstruction.

Compte-tenu de ces résultats il y a donc encore beaucoup de progrès à faire pour améliorer notre méthode combinée. Premièrement, on a vu que la définition du switch nécessitait une grande précision, ce qui n'a peut-être pas été optimisé avec la procédure automatique. Ensuite, l'utilisation d'un seul paramètre pour déterminer quelle reconstruction est la plus appropriée ne semble pas suffisant. Pour aller plus loin et tenter de se rapprocher des résultats obtenus

dans le cas idéal il faudrait donc mettre en place un système plus sophistiqué incluant plusieurs paramètres comme ceux que nous avons sélectionnés précédemment (énergie, Hmax, MSCW et MSCL...) à combiner avec $\Delta Core$ éventuellement.

Enfin, nous avons appliqué la méthode développée au blazar PKS 2155-304 afin de vérifier le bon déroulement de l'analyse et la compatibilité des résultats avec la reconstruction *Hillas* seule. Nous avons observé une augmentation du nombre d'événements compatible avec l'augmentation attendue compte-tenu des distributions de PSF respectives à chaque méthode. Nous avons également observé une diminution des erreurs et une augmentation de la significativité apportée par la méthode ξ lors de l'analyse spectrale.

Nous allons ensuite tester notre algorithme pour étudier l'amélioration obtenue sur un exemple de source faible. Les résultats obtenus sur des données réelles et leur comparaison avec l'utilisation de la reconstruction *Hillas* seule sont présentés dans le chapitre suivant.

Étude d'une source non identifiée : HESS J1832 – 092

Sommaire

9.1	Présentation de la région	211
9.2	Observations avec H.E.S.S.	213
9.2.1	Sélection des données et méthodes utilisées	213
9.2.2	Améliorations apportées par les nouveaux outils	214
9.2.3	Position et extension	216
9.2.4	Spectre	225
9.2.5	Courbe de lumière	227
9.3	Données multi-longueurs d'onde	228
9.3.1	SNR G22.7-0.2	228
9.3.2	Nuages moléculaires	229
9.3.3	Observations en rayons X	233
9.3.4	Données infrarouges	240
9.3.5	Observations au GeV avec Fermi	241
9.4	Interprétation	242
9.4.1	Interaction avec un nuage moléculaire	242
9.4.2	Scénario PWN	246
9.4.3	Système binaire	251
9.5	Conclusion	252

9.1 Présentation de la région

La région du reste de supernova G22.7-0.2 est riche en sources gamma, la plus brillante étant HESS J1834-087, potentiellement associée au reste de supernova G23.3-0.3 aussi connu sous le nom de W41 (voir figure 9.1) [Aharonian 2006d]. Ce champ de vue a donc fait l'objet d'une campagne intensive d'observation afin d'étudier HESS J1834-087 et de rechercher d'autres sources plus faibles, appelées “points chauds” dans un premier temps. Ces observations ont notamment permis de découvrir la source HESS J1832-092, en coïncidence spatiale avec le SNR G22.7-0.2. Dans ce chapitre nous allons étudier cette source en détail afin de déterminer les processus à l'origine de cette émission.

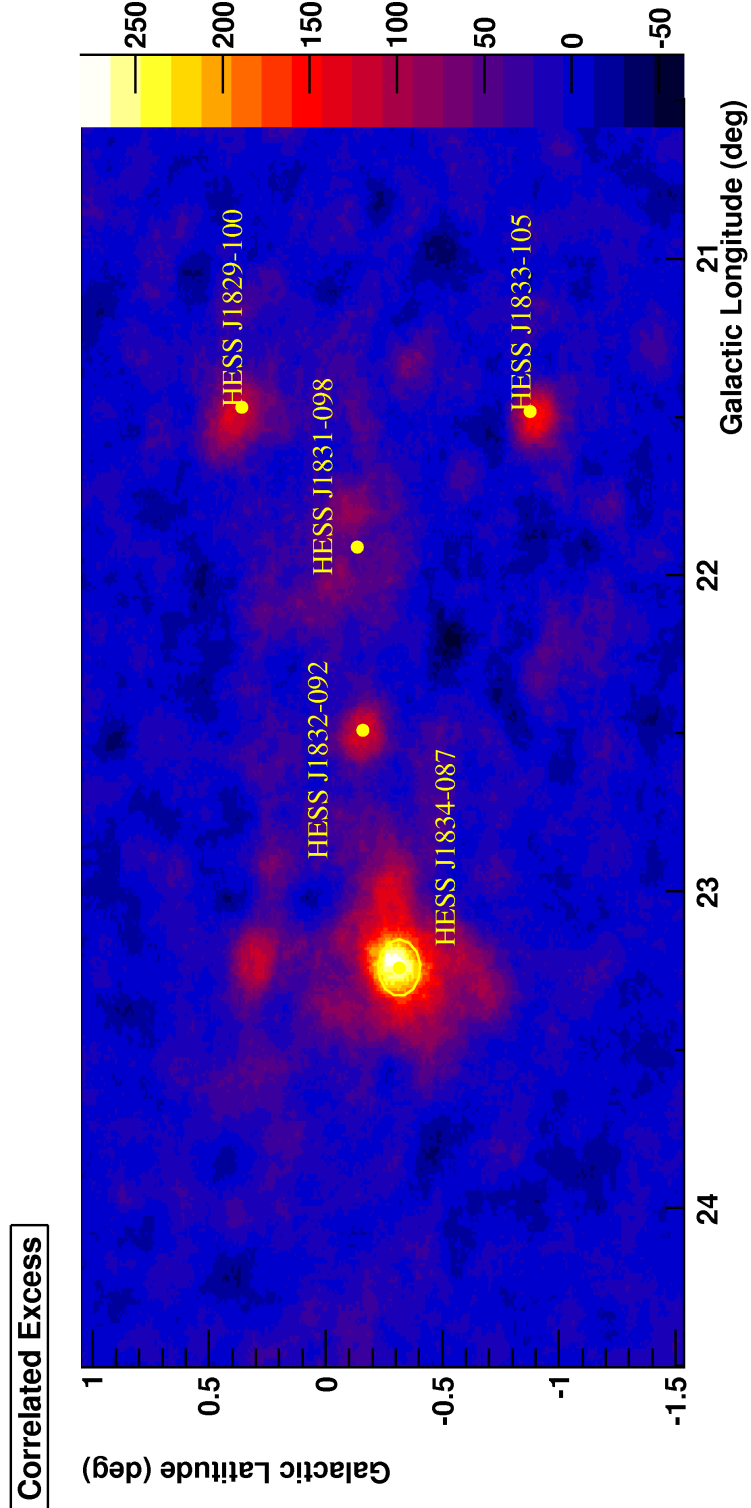


FIGURE 9.1 – Carte d’excès corrélé à la valeur du $r_{68}=0.074^\circ$ de la région du plan galactique autour de 22° de longitude obtenue avec la méthode de discrimination Paris-MVA et la coupure à 110 p.e. (configuration *teak*) ainsi qu’avec la méthode ξ utilisant la combinaison des techniques de reconstruction Hillas et Model3D. Les régions d’exclusion personnalisées présentées au chapitre 7 ont également été appliquées ici. Les sources H.E.S.S. ayant fait l’objet d’une publication sont représentées en jaune.

9.2 Observations avec H.E.S.S.

9.2.1 Sélection des données et méthodes utilisées

Pour réaliser les cartes de la région on sélectionne les données prises dans le champ de vue dont le pointé est à moins de 2.7° de la position supposée de la source ($l=22.48^\circ$, $b=-0.15^\circ$). On exige également un facteur qualité de 70 sur les données, correspondant à une variation du taux de déclenchement inférieure à 30% par rapport au niveau de déclenchement attendu. Suite à cette procédure, 150 runs ont été sélectionnés dont 9 runs pour lesquels seulement 3 télescopes sur les 4 étaient en fonctionnement. Cela correspond à 65h de données au total (corrigées du temps mort mais pas de l'acceptance) prises entre 2004 et 2011. Les distributions en offset (position de la source par rapport à la direction d'observation) et en angle zénithal des données sélectionnées sont représentées sur la figure 9.2. La méthode de soustraction du bruit de fond utilisée est celle de l'anneau (décrite au chapitre 6), avec un rayon intérieur de 0.7° .

L'émission gamma qui nous intéresse étant très faible et située dans un champ de vue riche en sources, nous utilisons la configuration *teak* de la méthode *Paris-MVA* dont les coupures sont optimisées pour ce genre d'objet. Cette configuration comporte notamment une coupure en charge à 110 photoélectrons minimum pour les images observées sur les caméras. De plus nous utilisons les outils présentés dans les chapitres précédents permettant de définir proprement les régions du ciel à exclure et de choisir la méthode de reconstruction la plus appropriée (*Hillas* ou *Model3D*). Afin de quantifier l'amélioration apportée par ces deux outils, nous allons comparer les résultats avec ceux obtenus d'une part en utilisant les régions circulaires classiques et d'autre part en utilisant la méthode de reconstruction *Hillas* uniquement.

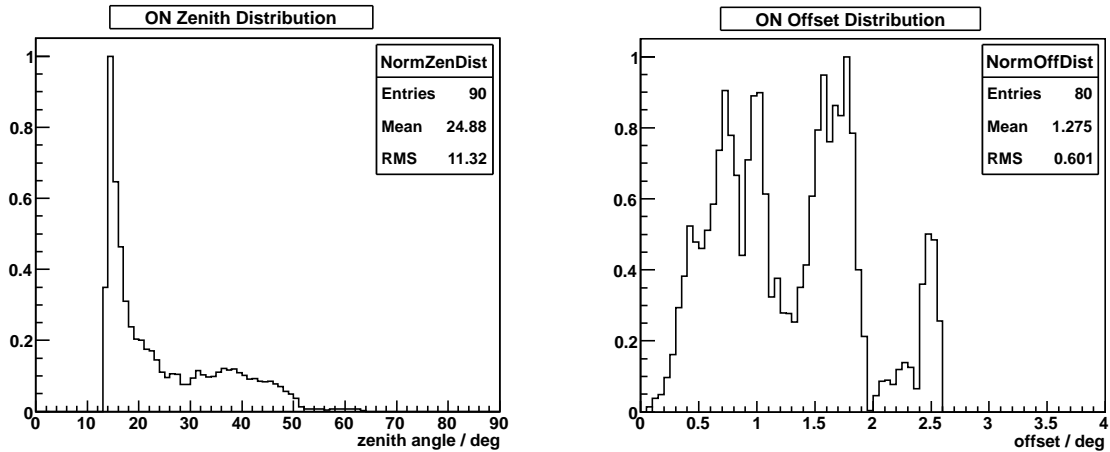


FIGURE 9.2 – *A gauche : distribution des angles zénithaux pour l'ensemble de données sélectionné dans la région ON en unités arbitraires. L'angle zénithal moyen est de 25° avec un pic à 14° . A droite : distribution des offsets (position de la source par rapport à la direction d'observation) pour la région ON. L'offset moyen est de 1.3° , mais cette distribution est répartie sur tous les offsets de 0 à 2.6° à cause des nombreux pointés effectués dans ce champ de vue.*

9.2.2 Améliorations apportées par les nouveaux outils

La PSF du champ de vue est calculée en pondérant les simulations avec les distributions d'efficacité optique, d'offset et d'angle zénithal spécifiques à ces observations. On en déduit la résolution angulaire en calculant le rayon r_{68} correspondant à 68% de la distribution de la PSF. La résolution angulaire obtenue avec la méthode combinée ξ est de 0.074° dans ce champ de vue contre 0.081° avec la reconstruction *Hillas* seule, soit 7% d'amélioration. Cela semble peu mais permet tout de même de repousser les limites de sensibilité de l'instrument et cela va également jouer sur le niveau de significativité de la source.

La région ON utilisée pour calculer l'excès et la significativité de la source est un disque de 0.1° de rayon centré à la position $l=22.48^\circ$, $b=-0.16^\circ$ et la région OFF est un anneau de rayon intérieur 0.7° centré à la même position. La table 9.1 compare les résultats obtenus sur la source considérée grâce à l'analyse "standard" utilisée couramment au sein de la collaboration H.E.S.S. (qui emploie des régions d'exclusions circulaires ajoutées à la main dans une base de données et la méthode dite de *Hillas* pour la reconstruction des événements) avec les résultats obtenus grâce aux améliorations décrites dans les chapitres précédents (régions d'exclusion personnalisées et méthode de choix ξ). On observe une augmentation de la significativité obtenue pour chaque nouvel outil. La significativité post-trials (pour 8.4×10^6 essais) obtenue grâce aux deux outils est de 5.3σ contre 4.1σ avec l'analyse "standard" (sans les outils). Par conséquent, dans ce cas particulier, les outils développés ont permis de confirmer la détection de cette source très faible en atteignant une significativité post-trials supérieure à 5σ (niveau requis pour une détection), contrairement au niveau atteint par l'analyse "standard". Notons tout de même que cette valeur correspond en réalité à une limite inférieure du niveau de significativité. En effet le nombre d'essais utilisé est volontairement surestimé ici afin d'obtenir une valeur conservative.

TABLE 9.1 – *Comparaison des statistiques obtenues sur la source HESS J1832-092 avec ou sans les outils développés pour améliorer la résolution angulaire et les régions d'exclusions. N_{ON} et N_{OFF} dénotent le nombre d'événements dans les régions ON et OFF et α est le rapport d'acceptance entre ces deux régions. La valeur de σ donnée ici correspond à la significativité pre-trials (définie au chapitre 6).*

	<i>Hillas</i>	<i>Hillas/M3D</i>
Régions circulaires	$N_{ON}=409$ $N_{OFF}=3533$ $\alpha=0.079$ Excès= 129 $\sigma_{pre-trials}=6.9$ $\sigma_{pre-trials}/\sqrt{t}=0.85$	$N_{ON}=415$ $N_{OFF}=3519$ $\alpha=0.079$ Excès= 135 $\sigma_{pre-trials}=7.2$ $\sigma_{pre-trials}/\sqrt{t}=0.89$
Régions personnalisées	$N_{ON}=409$ $N_{OFF}=2543$ $\alpha=0.106$ Excès= 139 $\sigma_{pre-trials}=7.4$ $\sigma_{pre-trials}/\sqrt{t}=0.91$	$N_{ON}=415$ $N_{OFF}=2632$ $\alpha=0.103$ Excès= 144 $\sigma_{pre-trials}=7.7$ $\sigma_{pre-trials}/\sqrt{t}=0.95$

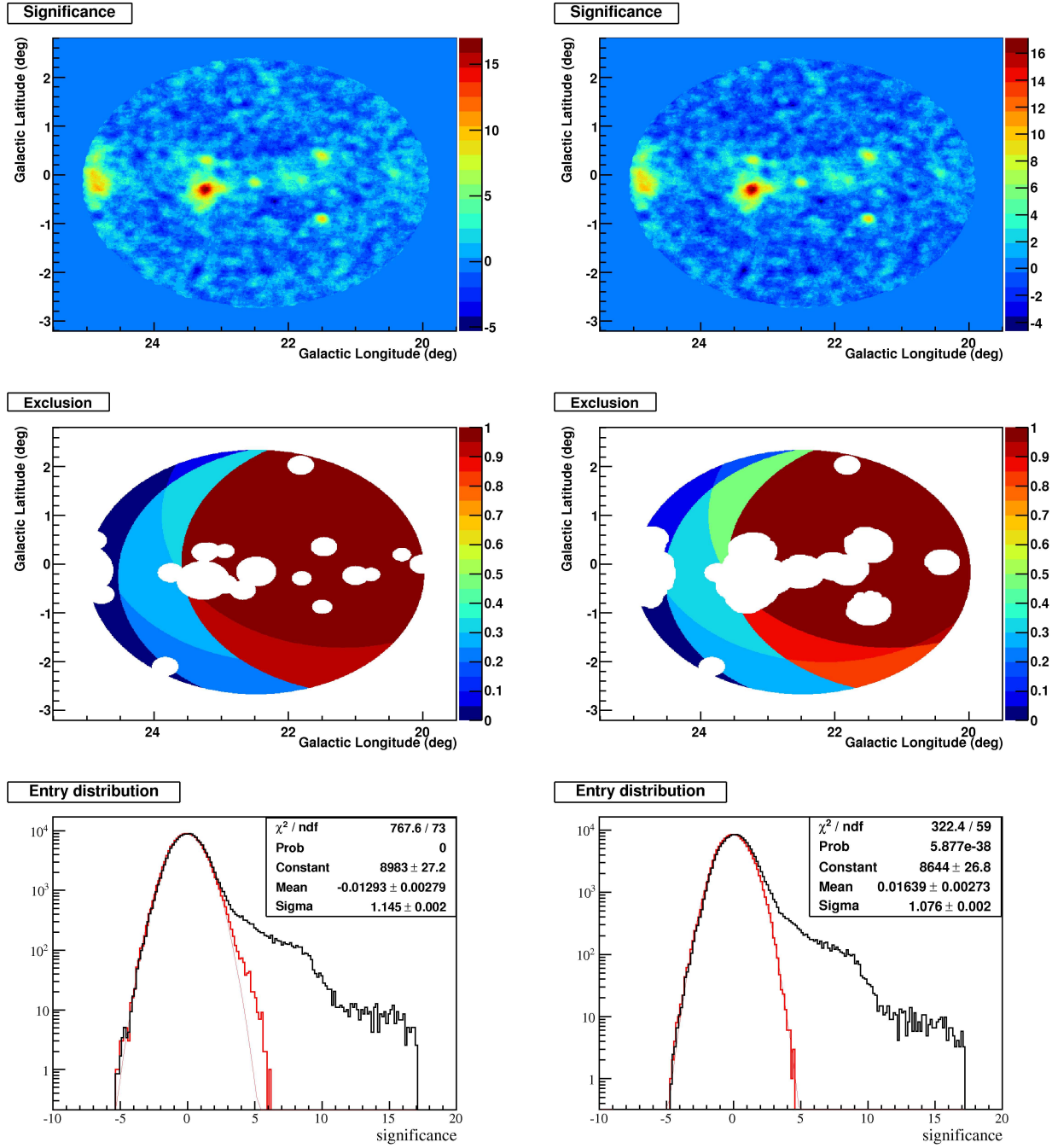


FIGURE 9.3 – De haut en bas : carte de significativité du champ de vue considéré, régions d'exclusion utilisées et distribution de la significativité dans les régions exclues (en noir) et non exclues (en rouge). L'analyse correspond aux régions d'exclusion circulaires à gauche et personnalisées à droite. La méthode ξ est utilisée dans les deux cas. La ligne rouge pointillée correspond à l'ajustement de la distribution de significativité dans les régions non exclues par une fonction gaussienne.

De plus, la figure 9.3 montre la carte et distribution de significativité obtenue dans le champ

de vue avec régions d'exclusions circulaires et personnalisées. On voit que dans le premier cas la distribution de significativité dans les régions utilisées pour estimer le fond (en rouge) est contaminée par du signal diffus au sud de HESS J1834-087 et à l'est de HESS J1832-092 notamment (visible sur la figure 9.4). La distribution obtenue avec les régions personnalisées est par contre bien gaussienne, avec une largeur proche de 1 et un meilleur χ^2 .

Toutes les cartes du ciel et les spectres présentés dans la suite utilisent ces outils.

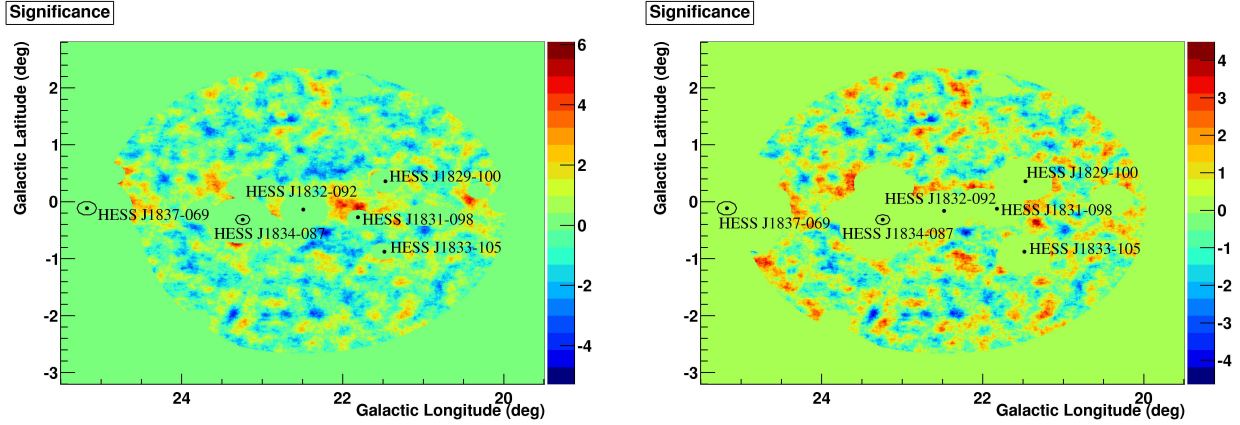


FIGURE 9.4 – Cartes de significativité multipliées par la carte d'exclusion utilisée (régions circulaires à gauche et personnalisées à droite). Toutes les zones valant 0 sont exclues. On voit clairement que certaines zones significatives autour de HESS J1834-087 et à l'est de HESS J1832-092 ne sont pas correctement exclues avec les régions circulaires. En revanche, avec les régions personnalisées, la significativité ne dépasse pas 4.5σ dans les régions utilisées pour estimer le fond.

9.2.3 Position et extension

La figure 9.5 montre la carte d'excès corrélé centrée sur la source HESSJ1832-092. L'émission observée coïncide avec le bord est du reste de supernova G22.7-0.2.

Nous voulons déterminer précisément la position du centre de gravité de la source et sa possible extension intrinsèque. Pour cela, on réalise un ajustement de l'excès non corrélé avec une fonction gaussienne à deux dimensions convoluée avec la PSF de ce champ de vue. On utilise les paramètres A , B , σ_1 et σ_2 de la distribution de PSF ajustée par :

$$PSF = A \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma_1^2}\right) + B \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma_2^2}\right) \quad (9.1)$$

On utilise ensuite la fonction suivante pour fitter l'excès observé :

$$Gauss_{2D} = Norm\left\{A \exp\left(-\frac{r^2}{2(\sigma_{int}^2 + \sigma_1^2)}\right) + B \exp\left(-\frac{r^2}{2(\sigma_{int}^2 + \sigma_2^2)}\right)\right\} \quad (9.2)$$

où $r^2 = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2$, avec (x_0, y_0) la position test de la source, σ_{int} la taille intrinsèque recherchée (déconvoluée de la fonction de distribution de la PSF) et les paramètres A , B , σ_1 et σ_2 sont dérivés de l'ajustement préalable de la PSF.

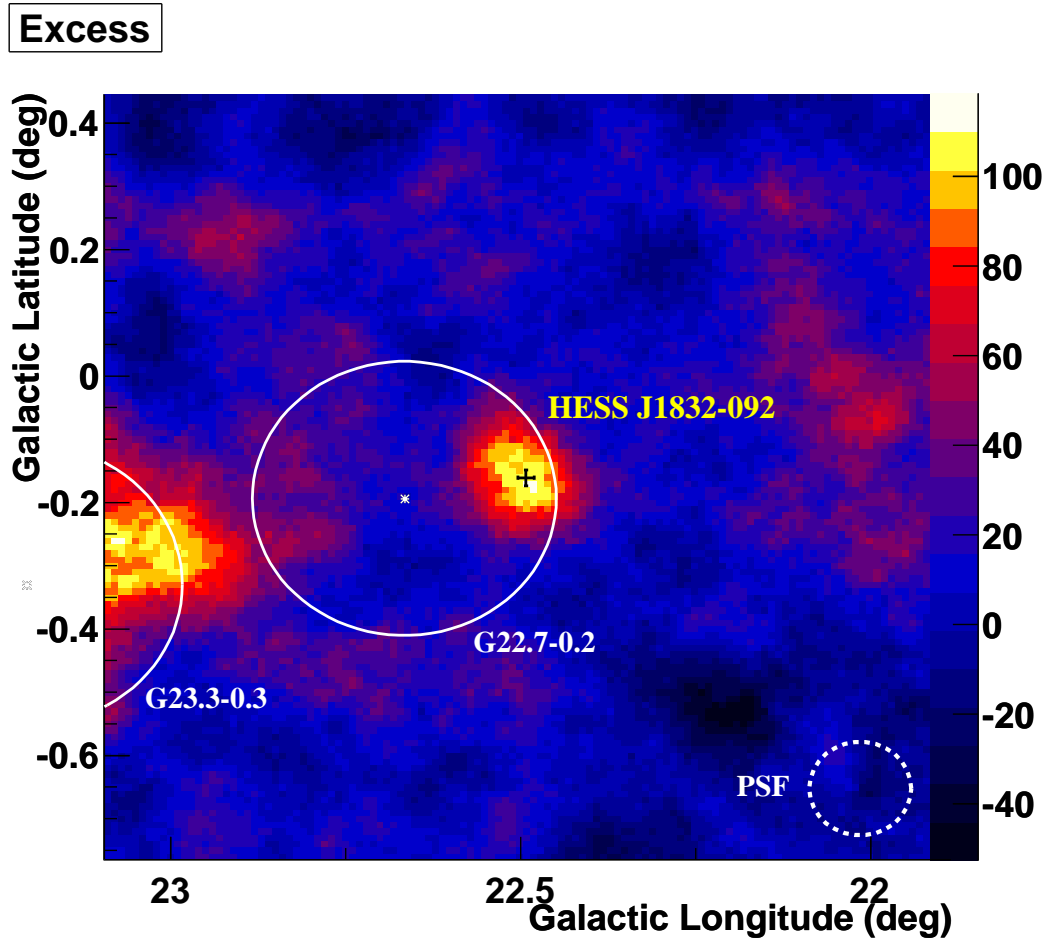


FIGURE 9.5 – Carte d’excès corrélé à la valeur du $r_{68}=0.074^\circ$ du champ de vue autour de la source HESS J1832-092 avec des bins de 0.01° de côté et la configuration *teak*. Les vestiges de supernovae G23.3-0.3 et G22.7-0.2 observés en radio sont indiqués en blanc. Le cercle blanc pointillé représente la résolution angulaire obtenue (r_{68}) pour ce champ de vue. La croix noire symbolise la position de HESS J1832-092 et les erreurs correspondantes.

9.2.3.1 Influence de la taille des bins

On va réaliser un ajustement de type χ^2 , on suppose donc qu'on est dans le cas d'une statistique gaussienne. Or comme la source est faible, il faut procéder à un "rebinning" (regroupement des bins, dont la taille est de 0.01° par défaut) conséquent de la carte d'excès. En effet, avec les bins de 0.01° de côté, le nombre moyen de gammas par bin pour cette source est de 0.06, ce qui est loin du régime gaussien. La figure 9.6 montre l'évolution du nombre moyen de gammas par bin en fonction de la taille des bins et la taille ajustée de la source correspondante. On voit qu'à partir d'une taille de bins de 0.05° de côté, la statistique moyenne par bin commence à être suffisante (>10) pour que l'hypothèse imposée par un ajustement de type χ^2 soit envisageable. En-dessous de 5 gammas par bin en moyenne, la statistique est trop faible et la taille ajustée est compatible avec zéro. On impose de plus un nombre minimal de 10 gammas dans au moins la moitié des bins sur la surface couverte par l'ajustement. Ce critère est bien rempli pour des bins de 0.05° de côté au minimum.

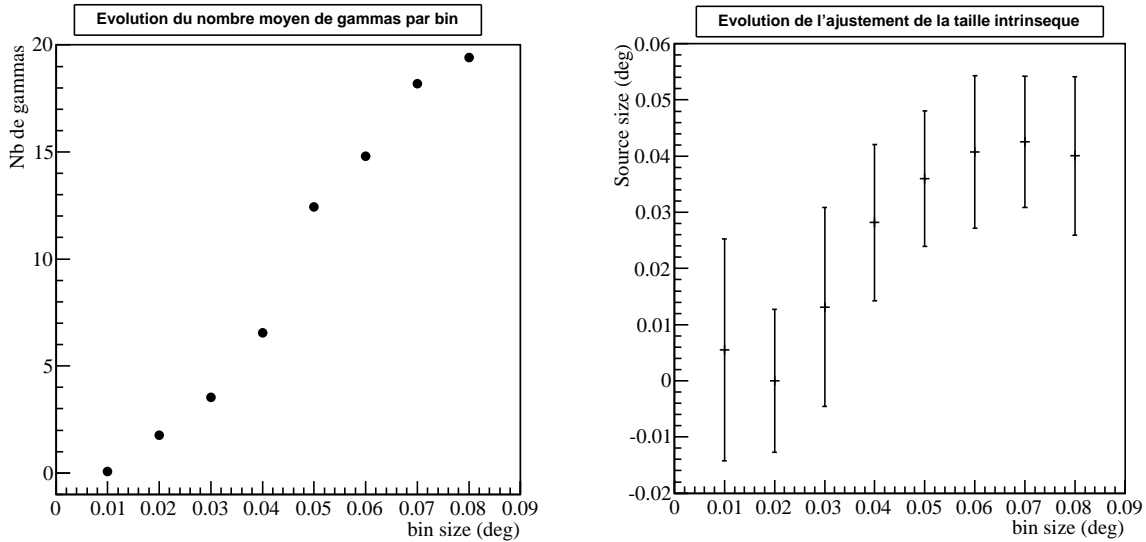


FIGURE 9.6 – Nombre moyen de gammas par bin dans la surface couverte par l'ajustement de l'excès observé en fonction de la taille des bins. La taille d'origine est 0.01° de côté, une taille de 0.05° correspond donc à un "rebinning" de 5.

Cependant, la taille intrinsèque recherchée étant probablement très faible, il faut prendre garde à ne pas trop rassembler de bins au risque d'avoir toute la source comprise dans un seul bin. De plus, en rebinnant davantage on perd en précision au niveau de l'erreur sur la taille. Il faut donc trouver un compromis entre la statistique par bin et la précision du fit, ce qui n'est pas trivial dans le cas des sources faibles quasi-ponctuelles.

On voit sur la figure 9.6 qu'à partir d'une largeur de bins de 0.05° , la taille intrinsèque ajustée semble converger vers une valeur comprise entre 0.03° et 0.05° . Les bins de plus de 0.05° de côté ont donc une taille supérieure à la taille intrinsèque ajustée de la source et n'apportent pas de précision supplémentaire en terme d'incertitude sur la taille obtenue. Par conséquent, on choisit d'assembler les bins 5 par 5 afin d'avoir une statistique suffisante pour

que l'hypothèse soit correcte.

9.2.3.2 Résultats préliminaires

La position fittée obtenue est $l = 22.49^\circ \pm 0.01_{\text{stat}}^\circ$, $b = -0.16^\circ \pm 0.01_{\text{stat}}^\circ$ en coordonnées galactiques. Les erreurs sur la longitude et la latitude sont obtenues en fixant tous les autres paramètres et en laissant libre uniquement celui dont on cherche à estimer l'erreur. Les contours d'erreur à 1, 2 et 3σ (visibles sur la figure 9.21) prennent en considération la corrélation entre la longitude et la latitude et sont calculés en fixant tous les autres paramètres. Les erreurs systématiques sur la position sont de l'ordre de 0.01° dans chaque direction.

La taille intrinsèque ajustée est de $\sigma_{\text{int}} = 0.036^\circ \pm 0.012^\circ$. La source semble donc être légèrement étendue à près de 3 déviations standards si l'on ne prend en compte que cette erreur purement statistique. La précision obtenue avec des bins de cette taille n'est cependant pas suffisante pour confirmer l'extension de la source avec certitude si on prend en compte les effets systématiques dus à l'algorithme utilisé. Nous allons donc tenter d'estimer ces effets dans la suite.

9.2.3.3 Étude des systématiques

Nous voulons vérifier la robustesse de notre algorithme et évaluer les erreurs systématiques associées à l'aide de simulations de sources de taille prédéfinie. Pour cela nous utilisons le même champ de vue que celui étudié, dans le plan galactique et autour de 22.5° de longitude.

On va simuler des sources gaussiennes symétriques de taille intrinsèque connue que l'on va convoluer avec la PSF du champ de vue. On définit donc la fonction convoluée à la PSF suivante :

$$F_{\text{simu}} = A \exp\left(-\frac{(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2}{2(\sigma_{\text{simu}}^2 + \sigma_1^2)}\right) + B \exp\left(-\frac{(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2}{2(\sigma_{\text{simu}}^2 + \sigma_2^2)}\right) \quad (9.3)$$

grâce à laquelle on va simuler une source centrée à la position (x_c, y_c) et de taille intrinsèque σ_{simu} . On tire donc aléatoirement un nombre N_γ de gammas suivant la distribution F_{simu} à une position arbitraire qui ne présente pas de signal : $l = 22.5^\circ$, $b = -2^\circ$. Un exemple de source ponctuelle simulée avec le même nombre moyen de gammas que la source HESS J1832-092 est donné sur la figure 9.7.

On réalise tout d'abord des simulations de sources de différentes tailles intrinsèques pour un nombre moyen de gammas N_γ égal à 150, correspondant grosso modo à l'excès de la source HESS J1832-092, puis on applique l'algorithme d'ajustement à ces simulations avec un rebinning de 5 par 5 afin d'avoir une statistique suffisante. On applique également la même procédure avec $N_\gamma=500$ afin de comparer les résultats obtenus avec une statistique plus grande. Les tailles ajustées dans ces deux cas sont représentées sur la figure 9.8. On note toutefois que les valeurs ajustées ici sont potentiellement sujettes à des fluctuations car on ne prend en compte qu'une seule réalisation de chaque valeur simulée.

Premièrement, on voit que pour des tailles intrinsèques inférieures à 0.04° , l'algorithme a tendance à surestimer la taille des sources, quelle que soit leur intensité (nombre de gammas

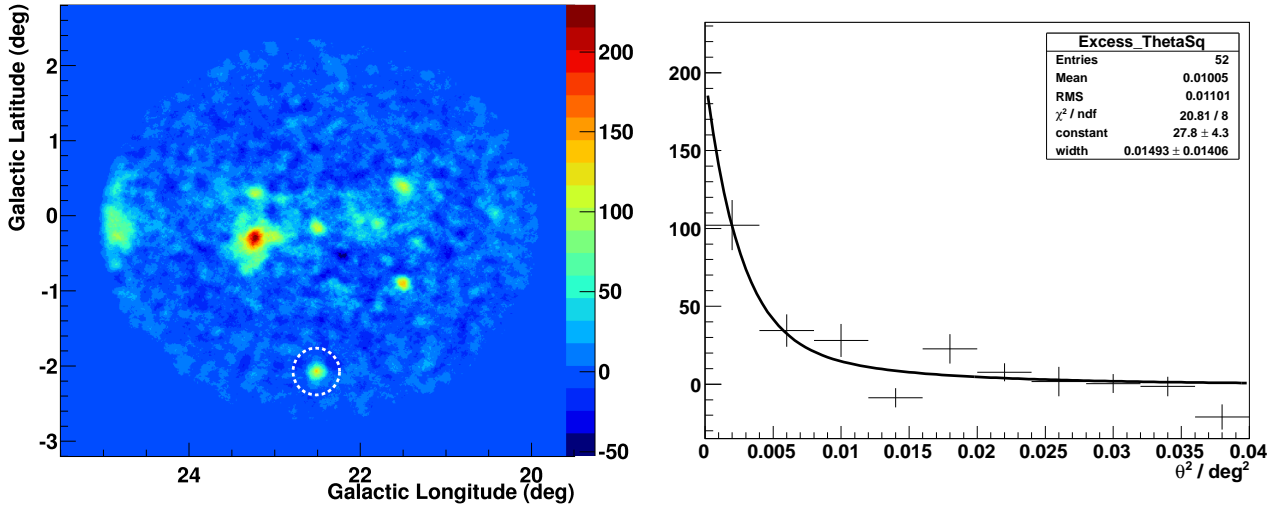


FIGURE 9.7 – *A gauche : carte d'excès corrélée avec un rayon égal au r_{68} du champ de vue avec une source ponctuelle simulée repérée par le cercle pointillé. A droite : distribution en θ^2 correspondante ajustée par la fonction F_{simu} . La largeur intrinsèque obtenue (width) est bien compatible avec une source ponctuelle.*

simulés). Ensuite, on remarque qu'à partir de 0.08° , les tailles ajustées des sources simulées à 150 gammas sont nettement inférieures à la valeur attendue, or ce n'est pas le cas pour les simulations à 500 gammas (qui sont toutefois légèrement sous-estimées). Cela s'explique par le manque de statistique dans les bins, même avec un regroupement 5 par 5. En effet, le nombre de gammas est fixé mais la taille augmente, il y a donc un étalement de la source plus important. Lors du rebinning, les gammas à la périphérie de la source sont regroupés avec les bins à l'extérieur qui ne contiennent pas de signal, ce qui entraîne une diminution de la surface apparente et une taille intrinsèque sous-estimée par le fit. Cela montre bien que l'intensité de la source est un facteur très important sur la qualité de l'ajustement, logiquement plus la statistique est grande et meilleur sera l'ajustement.

On va donc étudier l'influence du nombre de gammas sur le fit pour une taille donnée. On choisit une taille intrinsèque proche de celle ajustée par l'algorithme pour la source réelle : 0.035° . Les résultats sont représentés sur la figure 9.9. Les tailles ajustées sont globalement compatibles avec la taille simulée, quelle que soit l'intensité de la source. En revanche, on voit clairement que plus l'intensité est grande et plus les erreurs sont petites, la significativité de l'ajustement est donc meilleure. On voit notamment qu'elle dépasse les 5σ à partir d'un nombre moyen de gammas égal à 200. On note toutefois que ces simulations représentent une seule réalisation pour chaque caractéristique (excès et taille). Par conséquent ces résultats sont sujets à des fluctuations et il serait nécessaire de répéter l'opération N fois afin de s'affranchir des effets statistiques.

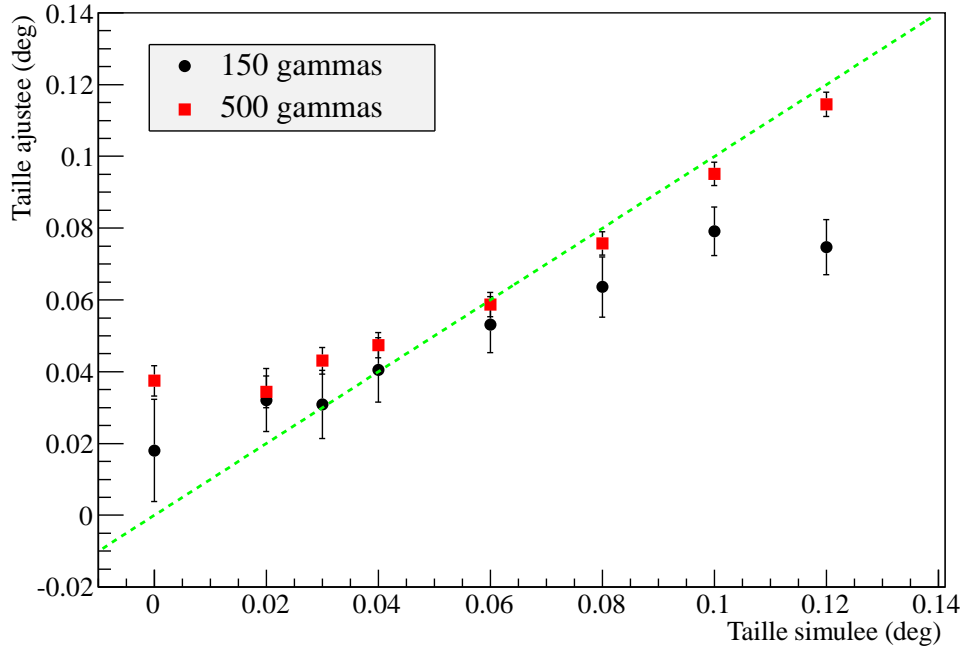


FIGURE 9.8 – *Taille ajustée en fonction de la taille simulée pour différentes simulations de sources (150 et 500 gammas). Chaque point correspond à la valeur ajustée et les erreurs correspondantes d'une seule réalisation. La ligne verte pointillée représente la droite $y=x$.*

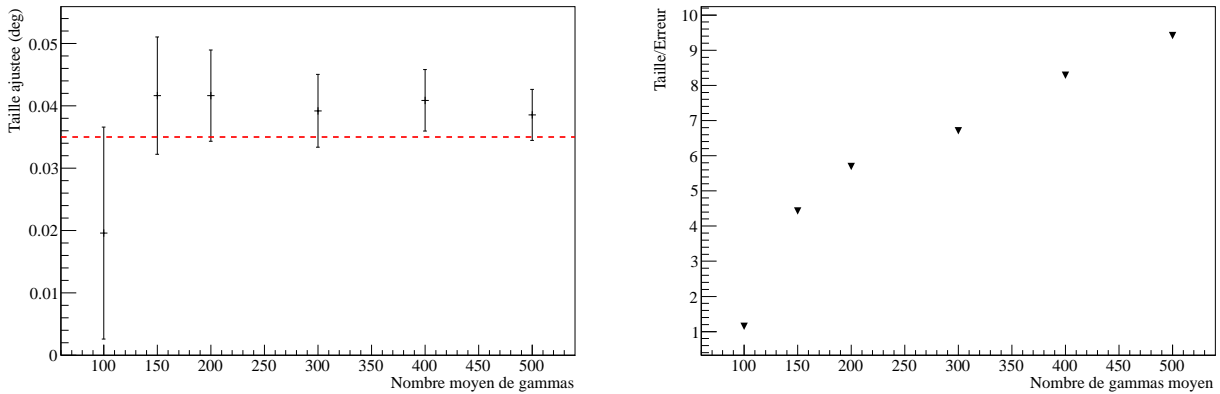


FIGURE 9.9 – *Gauche : taille ajustée en fonction du nombre de gammas dans la source simulée pour une taille intrinsèque de 0.035° (valeur représentée par la ligne pointillée rouge). Droite : significativité estimée (taille ajustée divisée par l'erreur correspondante) des tailles intrinsèques ajustées en fonction du nombre de gammas. Chaque point correspond encore ici aux valeurs ajustées d'une seule réalisation.*

9.2.3.4 Estimation du biais

La source HESS J1832-092 semble étendue à 3σ environ avec une taille de 0.036° , comme on l'a vu dans la section 9.2.3.2), mais cette extension peut être due à un biais dans l'algorithme. L'évolution de la taille ajustée en fonction de la taille intrinsèque réelle (représentée sur la figure 9.8) montre en effet la présence d'un biais qui semble dépendre de la taille intrinsèque. Pour le vérifier en s'affranchissant des fluctuations statistiques on réalise donc 100 simulations de sources de différentes tailles autour de la taille ajustée de la source HESS J1832-092 et avec le même nombre moyen de gammas. Puis on applique le même algorithme et le même rebinning 5 par 5 pour déterminer la position et la taille intrinsèque des sources simulées. On construit ensuite les distributions des tailles obtenues afin d'en déduire la moyenne et l'écart-type. La figure 9.10 montre par exemple la distribution des tailles ajustées pour des sources simulées ponctuelles. La moyenne des tailles intrinsèques pour les sources ponctuelles est de $0.025^\circ \pm 0.006^\circ$. Ce résultat n'est pas compatible avec une taille nulle comme on l'attendrait. Il y a donc effectivement un biais dans l'algorithme, que nous allons tenter de caractériser.

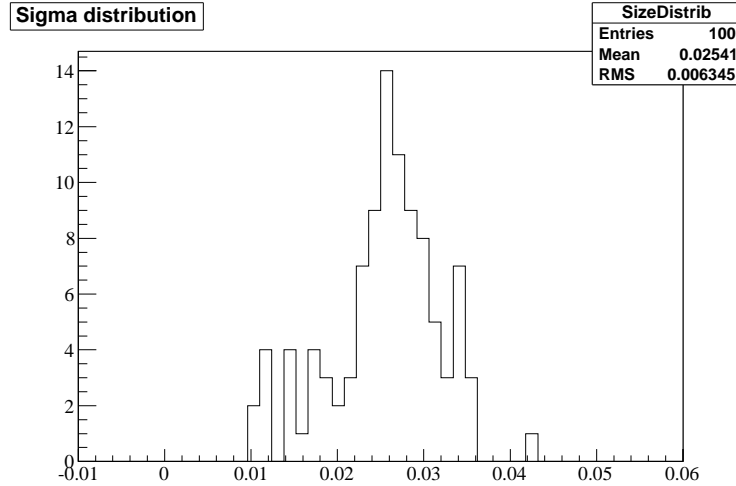


FIGURE 9.10 – Distribution de la taille ajustée obtenue pour 100 sources ponctuelles simulées avec $N_\gamma=150$ et un rebinning de 5.

La moyenne des tailles ajustées de 100 simulations de sources à 150 gammas pour chaque taille simulée est représentée sur la figure 9.11 dans le panel du haut. Les erreurs associées correspondent aux écarts-types des distributions. On remarque que le biais est important pour les sources ponctuelles mais se réduit lorsque la taille intrinsèque augmente. On tente d'ajuster ce biais avec des fonctions polynomiales. Le polynôme de degré 2 obtient la meilleure probabilité d'ajustement, on utilise donc cette fonction pour estimer le biais sur la taille de la source.

On vérifie également la pertinence de ce choix à l'aide d'une comparaison des différents polynômes deux à deux avec un F-test. Ce test fournit une valeur appelée p-value donnant la probabilité d'amélioration par hasard d'un modèle par rapport à un autre. La p-value du polynôme de degré 2 est de 1.7% comparé au polynôme de degré 1, ce modèle apporte donc une amélioration réelle. En revanche, celle du polynôme de degré 3 est de 75% comparé au polynôme de degré 2, c'est donc bien ce dernier qui modélise le mieux nos données.

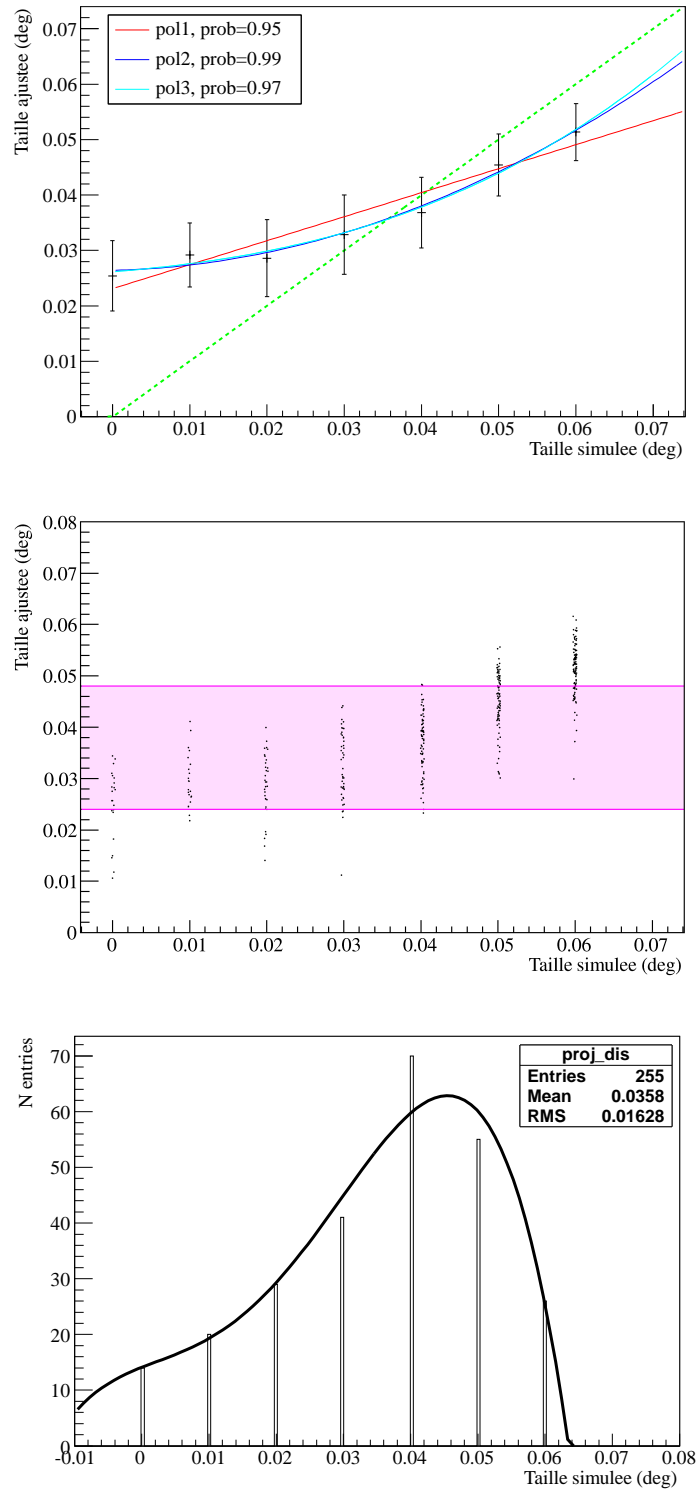


FIGURE 9.11 – En haut : moyennes des tailles ajustées en fonction de la taille simulée pour 100 simulations de sources de 150 gammas de différentes tailles. La ligne verte pointillée représente la droite $y=x$. Des fonctions polynomiales de degré 1 à 3 sont superposés aux points obtenus et la probabilité correspondante est donnée dans la légende. Au milieu : distribution des tailles ajustées en fonction des tailles simulées dont la valeur moyenne pour chaque taille simulée correspond aux points du graphique du haut. La bande rose représente les bornes de l’ajustement de la source HESS J1832-092. En bas : projection des tailles ajustées comprises dans la bande d’erreur représentée sur le graphique du milieu. La courbe en trait plein représente l’ajustement de cette distribution avec un polynôme de degré 4.

On s'aperçoit que pour la taille ajustée de 0.036° de la source HESS J1832-092, le biais obtenu avec le polynôme de degré 2 est quasi nul. Les erreurs sur la taille intrinsèque correspondante doivent cependant être très asymétriques. En effet, l'erreur statistique ajustée est de 0.012° (voir section 9.2.3.2), ce qui correspond à des bornes inférieures et supérieures de 0.024° et 0.048° respectivement sur la taille ajustée. Or on voit que les biais associés sont importants, en particulier pour la borne inférieure.

Afin d'estimer les erreurs sur la taille intrinsèque en tenant compte du biais observé, on reprend les 100 simulations de chaque taille intrinsèque et on trace toutes les valeurs ajustées obtenues en fonction des valeurs simulées, représentées sur la figure 9.11 dans le panel central. La bande rose représente les valeurs comprises entre les bornes inférieures et supérieures ajustées sur la source HESS J1832-092. On remarque que la valeur ajustée est obtenue pour de nombreuses réalisations dans toute la gamme de tailles simulées. On va donc sélectionner toutes les réalisations comprises dans cette bande et en faire la distribution en valeurs simulées (représentée sur la figure 9.11 dans le panel du bas) afin d'estimer l'erreur sur la taille intrinsèque.

La moyenne de cette distribution vaut 0.036° avec une largeur de 0.016° correspondant donc *grosso modo* à l'erreur sur la taille intrinsèque en tenant compte du biais. Or on voit bien que cette distribution est asymétrique, tout comme les erreurs réelles sur la largeur intrinsèque associées à cette distribution. Notons que l'idéal pour estimer ces erreurs serait d'effectuer un grand nombre de simulations avec des valeurs quasi-continues pour la taille simulée, et non discrètes comme c'est le cas ici. On choisit donc d'ajuster une fonction polynomiale à cette distribution, représentée sur la figure 9.11 dans le panel du bas. On calcule les erreurs de façon à avoir 68% de la distribution comprise entre les bornes correspondantes. On obtient des erreurs de 0.015° et de 0.023° pour les bornes supérieures et inférieures respectivement.

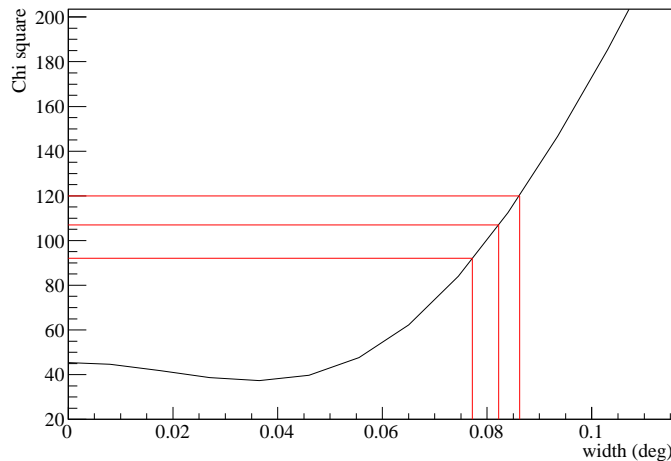


FIGURE 9.12 – Valeur du χ^2 en fonction de la taille ajustée pour des bins de 0.05° de côté. Les lignes rouges représentent les quantiles à 68%, 95% et 99%, correspondant aux niveaux 1σ , 2σ et 3σ .

Conclusion

La taille intrinsèque corrigée des systématiques obtenue pour la source HESS J1832-092 est donc de $0.036^\circ \substack{+0.015^\circ \\ -0.023^\circ}$. Par conséquent, étant donné les erreurs trop larges associées, cette taille n'apparaît pas suffisamment significative. On choisira donc de traiter la source comme ponctuelle par la suite. On dérive cependant une limite supérieure de 0.089° à un niveau de confiance de 99% (correspondant à 3σ) sur cette taille intrinsèque à partir de la fonction de χ^2 fournie par l'ajustement (voir figure 9.12).

9.2.4 Spectre

Afin de produire le spectre de la source, seules les observations avec un offset $< 2.1^\circ$ sont utilisées. Cette sélection correspond à un total de 58.2 h d'observations corrigées du temps mort. On décide toutefois de réduire la coupure en charge à 80 photo-électrons correspondant à la configuration *ash* de Paris-MVA afin d'augmenter la statistique à basse énergie et ainsi d'élargir la gamme accessible en énergie. On applique la méthode *Reflected* correspondant aux régions multiples pour la soustraction du fond (voir chapitre 6) ainsi que les régions d'exclusion personnalisées. Les statistiques obtenues avec cette méthode de soustraction sont résumées dans la table 9.2, pour la reconstruction *Hillas* seule ainsi que la méthode combinée ξ . Comme pour la soustraction du fond avec la technique de l'anneau, on voit que l'utilisation de la méthode combinée permet également d'augmenter la significativité avec les régions multiples.

TABLE 9.2 – *Statistiques obtenues sur la source HESS J1832-092 avec la reconstruction Hillas seule et la méthode ξ combinant les reconstruction Hillas et Model3D. La soustraction du fond est réalisée à l'aide de la méthode des régions multiples et les régions d'exclusions personnalisées respectives à chaque méthode de reconstruction sont utilisées.*

Méthode	N_{ON}	N_{OFF}	α	Excès	$\sigma_{pre-trials}$	$\sigma_{pre-trials}/\sqrt{t}$
<i>Hillas</i>	572	7132	0.0593	149	6.6	0.87
<i>Hillas/M3D</i>	578	7401	0.055	152	6.8	0.89

Pour construire le spectre de la source, on utilise la méthode dite de “forward-folding” [Mohanty 1998, Piron 2000] et on suppose une forme spectrale en loi de puissance du type :

$$\frac{d\Phi}{dE} = \Phi_0 \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\Gamma} \quad (9.4)$$

Le spectre obtenu est représenté sur la figure 9.13 et les paramètres correspondants sont les suivants : $\Phi_0 = (3.6 \pm 0.7_{\text{stat}} \pm 0.7_{\text{syst}}) \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ avec un indice $\Gamma = 2.7 \pm 0.4_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{syst}}$. Le flux intégré au-dessus de 1 TeV vaut $I(E > 1 \text{ TeV}) = (2.1 \pm 0.7_{\text{stat}} \pm 0.4_{\text{syst}}) \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ce qui correspond à environ 0.8% du flux de la nébuleuse du Crabe (source de référence en astronomie gamma) au-dessus de la même énergie [Aharonian 2006c]. Les statistiques pour chaque bin sont données dans la table 9.3 et les contours d'erreur entre le flux à 1 TeV et l'indice sont représentés sur la figure 9.14. Le seuil en énergie accessible est de 210 GeV dans les meilleures conditions (à faible angle zénithal et offset) mais on voit que

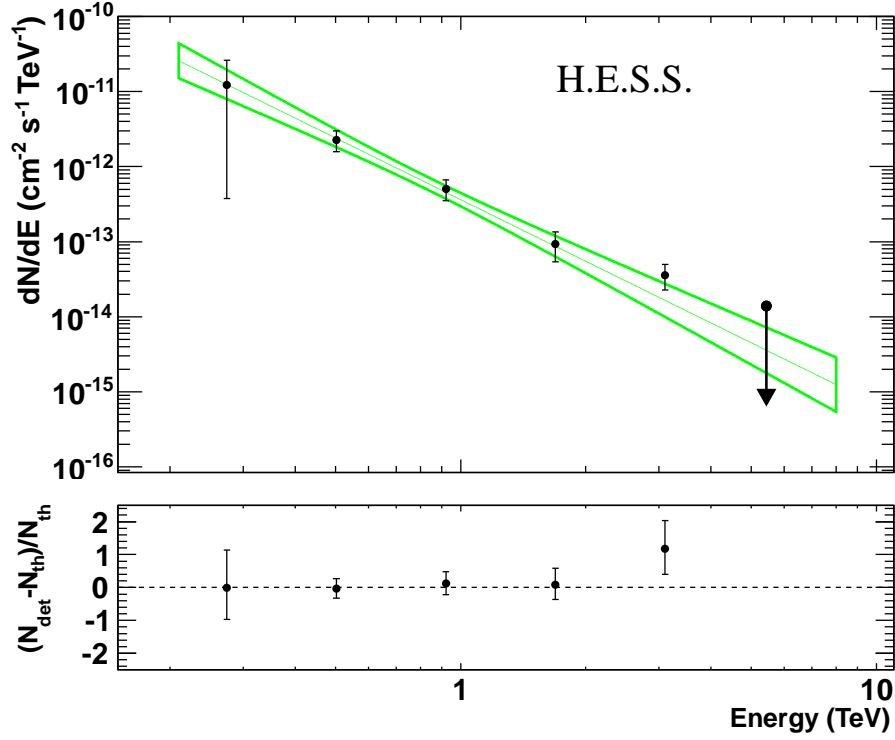


FIGURE 9.13 – *En haut* : spectre gamma obtenu sous l’hypothèse d’une loi de puissance pure avec la méthode de “forward-folding” et la reconstruction combinée ξ . Le papillon d’erreur (en vert) correspond au calcul des erreurs sur le logarithme du flux à l’énergie de décorrélation (1.13 TeV ici). La valeur supérieure du plus haut bin en énergie est dérivée de l’intervalle de confiance à 3σ . *En bas* : résidus du spectre (écart entre le nombre d’événements théorique attendu et le nombre d’événements mesurés).

TABLE 9.3 – *Détail des résultats obtenus dans chaque bin pour le spectre de la source HESS J1832-092 : énergie minimale, moyenne et maximale, excès, flux et erreurs correspondantes, significativité du bin. On voit que le dernier bin en énergie a une significativité inférieure à 1, la valeur du flux correspond donc à une limite supérieure, dérivée de l’intervalle de confiance à 3σ .*

E_{min} (TeV)	E_{moy} (TeV)	E_{max} (TeV)	Signal	Flux $\pm \Delta$ Flux ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$)	σ
0.21	0.27	0.38	3.2	$(1.2^{+1.4}_{-1.2}) \times 10^{-11}$	1.0
0.38	0.50	0.71	36.7	$(2.2^{+0.73}_{-0.69}) \times 10^{-12}$	3.5
0.71	0.92	1.30	33.2	$(5.0^{+1.6}_{-1.5}) \times 10^{-13}$	3.6
1.30	1.69	2.38	17.4	$(9.3^{+4.2}_{-3.9}) \times 10^{-14}$	2.6
2.38	3.10	4.36	16.0	$(3.6^{+1.4}_{-1.3}) \times 10^{-14}$	3.2
4.36	5.44	8.0	1.7	$1.4 \times 10^{-14} -$	0.6

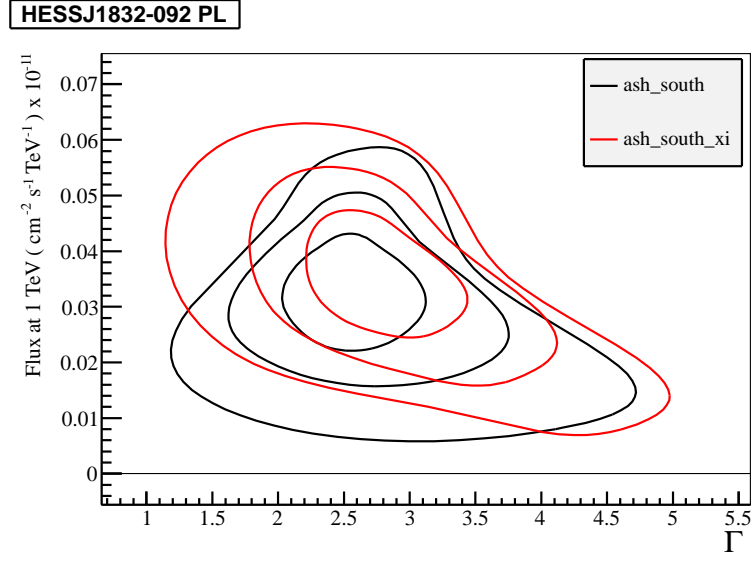


FIGURE 9.14 – Contours d’erreur à 1, 2 et 3 σ obtenus des paramètres Φ_0 et Γ avec la méthode ξ et la méthode standard Hillas uniquement. On voit que la méthode combinée est globalement compatible avec la méthode classique en terme d’analyse spectrale.

peu d’événements sont concernés, l’excès étant de 3.2 gammas seulement dans le bin de plus faible énergie.

On tente également de chercher une courbure ou une coupure à haute énergie dans le spectre à l’aide d’autres formes spectrales : loi de puissance courbée, brisée ou coupure exponentielle. Cependant ces modèles ne sont pas favorisés face à la loi de puissance pure comportant moins de degrés de liberté. En effet la probabilité que ces modèles apportent une amélioration par hasard à la loi de puissance pure est bien trop haute (voir table 9.4). Ces modèles ne sont malgré tout pas écartés. Mais étant donné la statistique très faible à haute énergie l’amélioration apportée n’est pas significative.

TABLE 9.4 – Forme spectrale testée, rapport des likelihood par rapport à l’hypothèse de loi de puissance et probabilité d’amélioration par hasard correspondante.

Forme spectrale	λ	Probabilité
Loi de puissance courbée	1.4×10^{-2}	0.91
Courbure exponentielle	2.6×10^{-2}	0.87
Loi de puissance brisée	7.7×10^{-2}	0.96

9.2.5 Courbe de lumière

Afin de rechercher une éventuelle variabilité à très haute énergie, on réalise une courbe de lumière de la source étudiée au-dessus d’une énergie de 200 GeV en regroupant mois par mois toutes les données prises dans le champ de vue. La courbe de lumière obtenue est donnée sur la figure 9.15 et ne présente aucune variabilité significative.

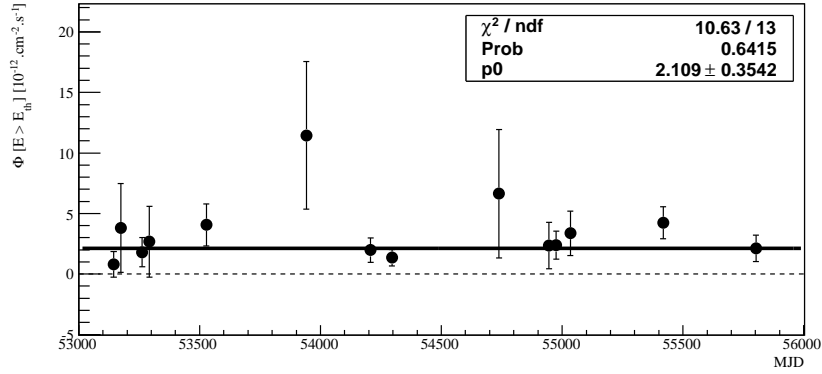


FIGURE 9.15 – Courbe de lumière mois par mois de la source HESS J1832-092. L’ajustement par un polynôme de degré 1 montre que la source ne présente pas de variabilité significative.

9.3 Données multi-longueurs d’onde

9.3.1 SNR G22.7-0.2

Le reste de supernova G22.7-0.2 fait partie des sources du catalogue de Green [Green 2009]. Il a été observé par plusieurs télescopes en radio [Reich 1990a, Reich 1990b, Kassim 1992, Griffith 1993, Helfand 2006] et présente un anneau incomplet non thermique de 26’ de diamètre (voir figure 9.16) au sein d’une région complexe puisqu’il est partiellement superposé à un autre SNR, G23.3-0.3, aussi connu sous le nom de W41 (visible sur la figure 9.19 en contours cyan).

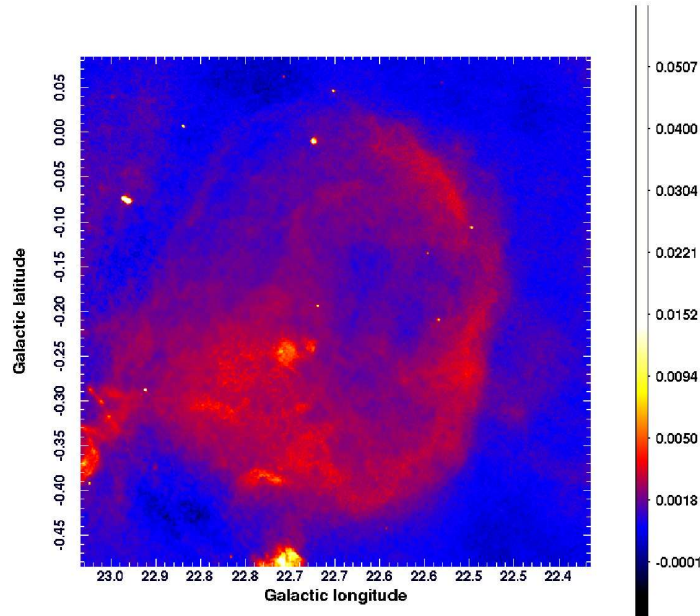


FIGURE 9.16 – Le reste de supernova G22.7-0.2 observé par les télescopes du VLA lors du MAGPIS (Multi-Array Galactic Plane Imaging Survey) à 1.4 GHz. La résolution angulaire de ce survey est d’environ 6’’ [Helfand 2006].

La distance à laquelle est situé G22.7-0.2 n'est pas connue, son âge non plus. Cependant, il existe une relation, appelée relation $\Sigma - D$ [Guseinov 2003a], permettant d'estimer la distance d'un objet à l'aide de sa brillance de surface. Cette dernière correspond au flux total provenant du SNR mesuré à 1 GHz. Dans le cas de G22.7-0.2 ce flux vaut 33 Jy [Green 2009], ce qui correspond à une distance d'environ 2.5 kpc [Shaver 1970] ou $3.7 \pm 1_{syst}$ kpc [Guseinov 2003b].

Une autre estimation de distance pour ce SNR provient des données infrarouges. En effet les observations du satellite Spitzer montrent une zone d'émission accrue entre W41 et G22.7-0.2 (voir figure 9.19). Cette émission pourrait être due au fait qu'un nuage moléculaire H_{II} se retrouve comprimé entre les deux SNRs, provoquant une émission thermique IR [Reach 2006]. Si ce scénario est avéré, il impliquerait que les deux SNRs soient assez proches l'un de l'autre. Or la distance de W41 est connue, estimée à partir du spectre d'absorption des régions H_{II} observées autour du SNR [Leahy 2008], et vaut $4.2 \pm 0.3_{syst}$ kpc. Étant donné les incertitudes de mesure systématiques, les trois estimations semblent compatibles avec une distance d'environ 3 à 4 kpc.

9.3.2 Nuages moléculaires

Le scan du plan galactique (GRS pour Galactic Ring Survey) effectué avec le radiotélescope FCRAO de l'Université de Boston couvre une zone comprise entre les longitudes 18° et 56° et les latitudes $\pm 1^\circ$. Il fournit la mesure de la température d'antenne de la raie du ^{13}CO ($J=1-0$) vue en radio. La détection de cette raie indique la présence de nuages moléculaires denses et les mesures de vitesses associées permettent de donner une indication sur la distance des nuages (voir annexe B).

Comme la source au TeV est en coïncidence avec seulement une fraction de la coquille du SNR (voir figure 9.18), il est possible que l'émission observée soit due à l'interaction de cosmiques accélérés dans le SNR et interagissant avec un nuage moléculaire proche. On va donc rechercher des nuages moléculaires autour de la position de HESS J1832-092 qui pourraient expliquer cette émission, dans un carré de 0.2° de côté. Plusieurs nuages moléculaires sont présents sur cette ligne de visée, repérés par des pics dans la température d'antenne mesurée, comme le montre la figure 9.17. Après une étude individuelle de la position de chaque nuage par rapport à celle de la source gamma, on sélectionne les deux nuages les plus proches spatialement, dénommés (a) et (b) et représentés sur la figure 9.18. Ces nuages ont des vitesses moyennes de 28 et 77 km s^{-1} respectivement. Les caractéristiques de ces nuages (température, vitesse moyenne et largeur du pic ainsi que la taille apparente dans le plan du ciel) sont listées dans la table 9.5.

Ces vitesses radiales peuvent être converties en distances à l'aide d'un modèle de rotation de la Galaxie. À chaque vitesse radiale correspond deux distances possibles (voir explication détaillée dans l'annexe B). Pour cela on utilise un des modèles de rotation les plus récents : [Hou 2009]. On note cependant que les distances obtenues peuvent varier assez fortement d'un modèle à l'autre, la différence pouvant aller jusqu'à 1 kpc pour les distances proches. Les deux distances possibles pour chaque nuage sont listées dans la table 9.6. On remarque que les distances proches obtenues pour chaque nuage sont plus ou moins compatibles avec la distance estimée du SNR G22.7-0.2 à partir des relations $\Sigma - D$ ainsi que celle déduite via les

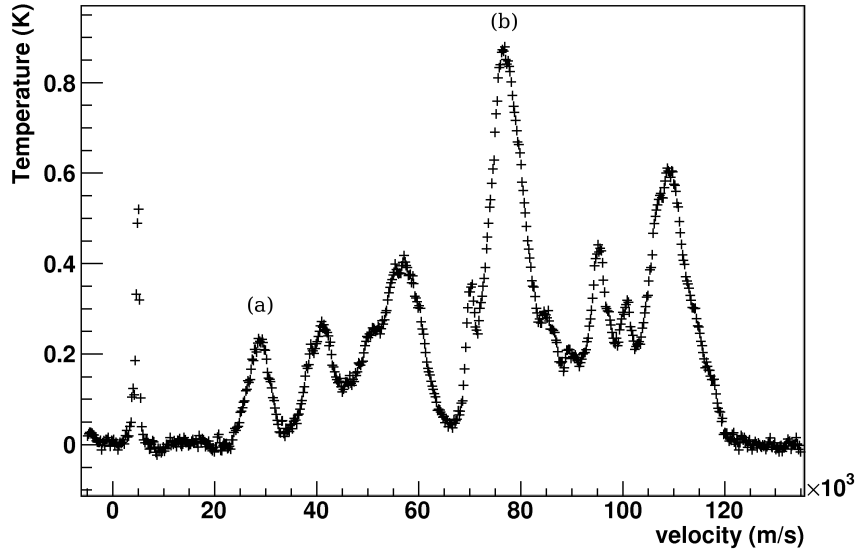


FIGURE 9.17 – Température d’antenne en fonction de la vitesse radiale du ^{13}CO observée lors du GRS [Jackson 2006] dans un carré de 0.2° de côté centré sur la position de HESS J1832-092.

Caractéristiques	Nuage (a)	Nuage (b)
T_{mb}	0.406 K	1.75 K
v_{moy}	28 km s $^{-1}$	77 km s $^{-1}$
Δv	5 km s $^{-1}$	8 km s $^{-1}$
θ_x	0.18°	0.11°
θ_y	0.196°	0.127°

TABLE 9.5 – Température d’antenne de la raie du ^{13}CO corrigée de l’efficacité de détection, vitesse moyenne et largeur à mi-hauteur du pic considéré ainsi que la taille apparente des nuages intégrés sur la largeur du pic (en v) et approximés à des ellipses de demi-axes θ_x et θ_y en coordonnées galactiques sur le plan du ciel.

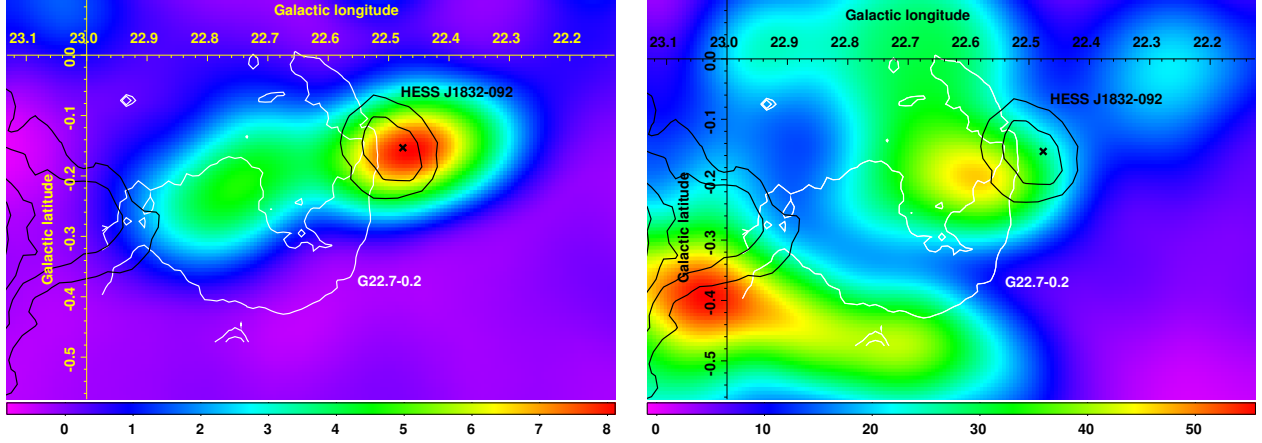


FIGURE 9.18 – Température d’antenne de la raie du ^{13}CO en unités arbitraires [Jackson 2006] intégrée autour des pics à 28 km s^{-1} pour le nuage (a) (à gauche) et à 77 km s^{-1} pour le nuage (b) (à droite) et lissée avec une Gaussienne de largeur égale à la valeur du r_{68} obtenu par H.E.S.S. dans ce champ de vue. L’excès de la figure 9.5 vu par H.E.S.S. est représenté en contours noirs correspondants à des valeurs de 80 et 110 gammas. L’excès observé dans la partie gauche des figures correspond à la source HESS J1834-087 [Aharonian 2006d]. Le SNR observé en radio à 1.4 GHz lors du MAGPIS (Multi-Array Galactic Plane Imaging Survey) [Helfand 2006] est représenté en blanc (les contours correspondants à 0.002 et 0.005 mJy/beam). La croix noire indique quant à elle la position de la source vue en rayons X (voir section 9.3.3).

observations IR.

On va à présent estimer la masse et la densité de ces nuages qui nous seront utiles pour tester différents scénarios de production de gammas par la suite. La densité de colonne est définie comme la densité de molécules le long d’une ligne de visée donnée. Elle s’exprime en cm^{-2} . Dans le cas du ^{13}CO , la densité de colonne des nuages moléculaires observés est donnée par [Simon 2001] :

$$N(^{13}\text{CO}) = 8.75 \times 10^{14} T_{mb} \Delta v \text{ cm}^{-2} \quad (9.5)$$

où $T_{mb} = T_A / \eta_{mb}$ est la température effective corrigée de l’efficacité de détection η_{mb} ¹ et Δv est la largeur du pic considéré.

Or la molécule de ^{13}CO n’est qu’une composante des nuages moléculaires qui sont majoritairement constitués de H_2 ainsi que de ^{12}CO , d’Hélium et de traces d’éléments plus lourds. La masse du nuage dépend donc de la densité de colonne ainsi que de l’abondance relative de ^{13}CO par rapport au H_2 . Des facteurs de conversion sont donc appliqués à la densité de colonne de ^{13}CO pour tenir compte de ces différents éléments. Le rapport $\frac{^{12}\text{CO}}{^{13}\text{CO}}$ vaut 45 [Langer 1990] et le rapport $\frac{^{12}\text{CO}}{\text{H}_2}$ est estimé à 8×10^{-5} [Blake 1987]. Un facteur de correction supplémentaire à la masse de l’hydrogène de 1.36 est aussi appliqué afin de prendre en compte l’abondance d’Hélium et d’autres éléments plus lourds [Allen 1973]. On peut ainsi estimer la densité de

1. $\eta_{mb} = 0.48$ pour ces observations.

colonne de H_2 des nuages moléculaires observés [Simon 2001] :

$$N(H_2) = 4.92 \times 10^{20} T_{mb} \Delta v \text{ cm}^{-2} \quad (9.6)$$

La masse du nuage dépend de plus de sa distance et de sa taille apparente dans le plan du ciel et peut être estimée grâce à la formule suivante [Simon 2001] :

$$M_{nuage} = 0.96 \left(\frac{N(^{13}CO)}{8.75 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}} \right) \left(\frac{\theta_x}{60''} \right) \left(\frac{\theta_y}{60''} \right) \left(\frac{D}{\text{kpc}} \right)^2 M_{\odot} \quad (9.7)$$

où θ_x et θ_y correspondent à la demi-largeur et demi-longueur de l'ellipse représentant le nuage dans le plan du ciel et D est la distance à l'objet. On intègre donc les deux nuages sélectionnés sur la largeur du pic observé et on les approxime à des ellipses de demi-axes θ_x et θ_y (donnés dans la table 9.5). Puis on utilise les distances dérivées précédemment pour estimer la masse de chaque nuage (données dans la table 9.6).

Enfin pour estimer la densité des nuages (en nombre d'atomes H par cm^3), on utilise les valeurs de θ_x et θ_y correspondant à leur taille dans le plan du ciel. En effet on ne dispose pas de l'information sur la "profondeur" des nuages (θ_z) car la largeur des pics observés dépend de l'agitation des molécules à l'intérieur des nuages et non de leur taille θ_z . On suppose donc que les nuages sont sphériques avec un rayon équivalent $R_{eq} = \sqrt{\theta_x \theta_y}$. Le volume équivalent est donné par $V_{nuage} = \frac{4}{3} \pi R_{eq}^3$ et la densité vaut simplement :

$$n_{nuage} = \frac{1}{2 \times 1.67 \times 10^{-27}} \left(\frac{M_{nuage}}{\text{kg}} \right) \left(\frac{V_{nuage}}{\text{cm}^3} \right)^{-1} \text{ cm}^{-3} \quad (9.8)$$

Les densités obtenues pour chaque distance considérée sont données dans la table 9.6.

Parametres Nuage (a)	Distance proche	Distance lointaine
	2.3 kpc	12.5 kpc
R_{eq}	5 pc	31 pc
M_{nuage}	710 M_{\odot}	$2.2 \times 10^4 M_{\odot}$
n_{nuage}	20 cm^{-3}	4 cm^{-3}
Parametres Nuage (b)	Distance proche	Distance lointaine
	4.5 kpc	10.2 kpc
R_{eq}	12.5 pc	28 pc
M_{nuage}	$2.5 \times 10^4 M_{\odot}$	$1.3 \times 10^5 M_{\odot}$
n_{nuage}	62 cm^{-3}	28 cm^{-3}

TABLE 9.6 – *Rayon équivalent, masse et densité des nuages moléculaires sélectionnés pour chaque distance possible obtenue avec le modèle de rotation galactique proposé par [Hou 2009].*

9.3.3 Observations en rayons X

Après la découverte du “hot spot” à la position de la source HESS J1832-092, une proposition d'observation a été soumise au satellite XMM-Newton pour observer cette région en rayons X. Cette proposition comportait deux parties : une première destinée à observer la région d'interaction vue en IR entre les deux vestiges de supernovae W41 et G22.7-0.2 (ID : 06544802) et une seconde centrée sur la source HESS J1832-092 (ID : 06544801).

Le satellite XMM-Newton comporte un imageur, EPIC (European Photon Imaging Camera), constitué de trois caméras CCD : PN, MOS1 et MOS2 (Metal Oxide Semi-Conducteur)². Ces caméras disposent d'un champ de vue de 30' et observent les photons dans la bande d'énergie comprise entre 0.15 et 15 keV avec une résolution angulaire moyenne de 6". Il possède aussi un moniteur de contrôle des radiations émises lors des éruptions solaires et qui permet également de mesurer l'environnement radiatif dans lequel le satellite évolue.

La première partie de la proposition, centrée sur la position RA=18h33m45.6s, Dec=-9°3m0s, a été observée la nuit du 26 septembre 2010 pendant une durée de 27 ks. Une émission diffuse est observée en rayons X entre 1 et 2 keV (représentée en vert sur la figure 9.19 avec les observations IR et radio de la région). La morphologie de l'émission diffuse étendue ne semble pas être corrélée avec les observations aux autres longueurs d'onde dans ce champ de vue. En outre, cette émission n'est pas visible dans la bande complète en énergie de 1 à 10 keV. On note également que la région d'interaction entre les deux SNRs ne présente pas d'émission en rayons X. L'origine de cette émission en rayons X est donc inconnue.

La seconde partie, centrée sur la position RA=18h32m42.48s, Dec=-9°19m48s, a été observée par la suite, le 13 mars 2011, pendant une durée de 18 ks seulement. De plus, à cause de l'activité solaire importante, une partie des données n'est pas utilisable à cause de la contamination par des protons solaires détectés dans les instruments du satellite. Comme on peut le voir sur la figure 9.20, un flare important a eu lieu juste avant le début de la prise de données planifiée, et le dépassement du seuil maximum autorisé a déclenché la fermeture du filtre. Aucune donnée n'est donc prise pendant la première heure d'observation. Après sélection des données non contaminées, seulement 7 ks et 13 ks de données ont pu être extraites des instruments PN et MOS respectivement.

Les données en rayons X ont été analysées par Fabio Acero du Laboratoire Univers et Particules de Montpellier à l'aide du XMM-Newton Science Analysis System v10.0 et le bruit de fond instrumental a été estimé à partir d'observations “blank sky” [Carter 2007]. L'objet le plus brillant dans le champ de vue observé est une source ponctuelle, baptisée XMMU J183245-0921539, localisée à la position RA = 18^h32^m45^s, Dec = -09°21'53".9 avec une erreur statistique de 3", soit à environ 1' de la position de la source HESS J1832-092 (voir figure 9.22). Cet objet est situé dans les contours de confiance à 2 σ de l'ajustement de la source H.E.S.S. (voir figure 9.21). De plus étant donné les erreurs systématiques de H.E.S.S. sur la position des sources d'environ 0.01°, cela en fait une contrepartie tout à fait plausible. Le

2. <http://xmm.esac.esa.int/>

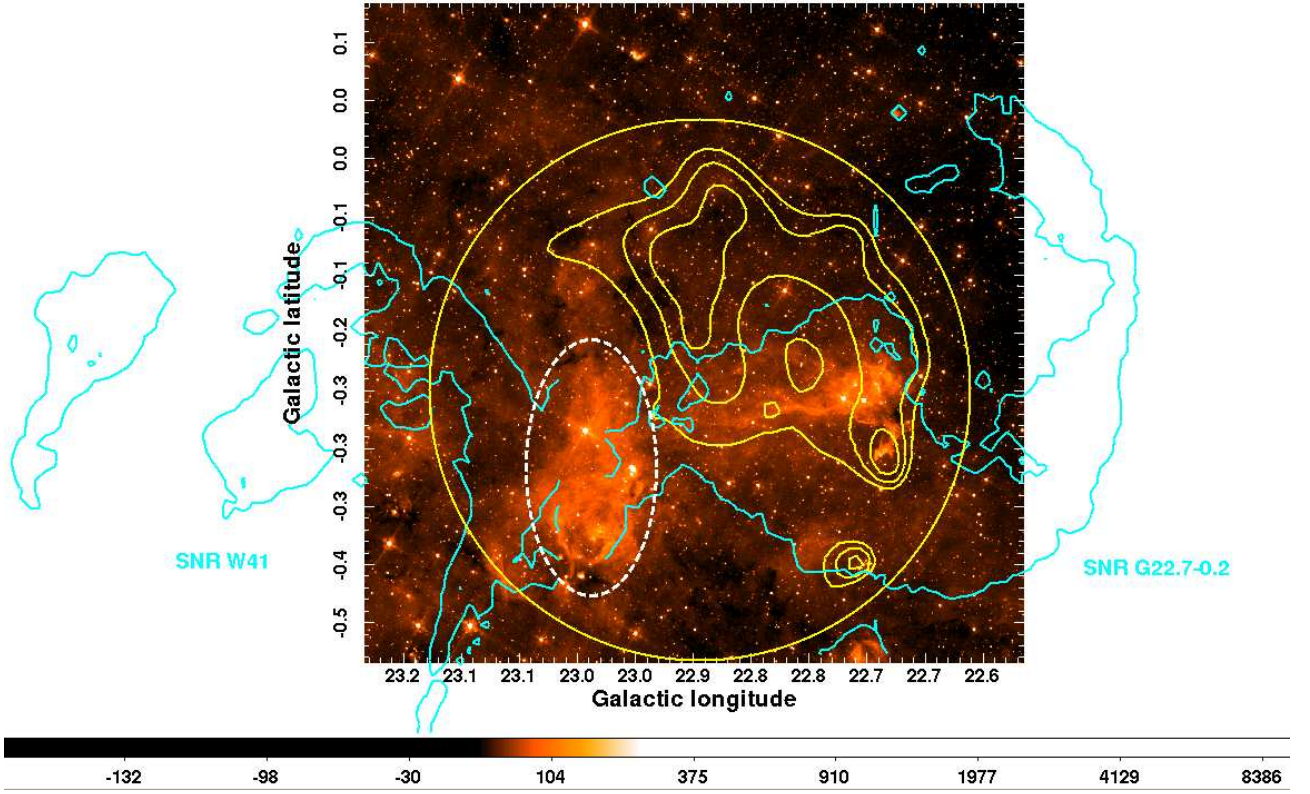


FIGURE 9.19 – Couleur : image infrarouge du satellite *Spitzer* à $5.8 \mu\text{m}$ autour de la position ($l = 22.9^\circ$, $b = -0.2^\circ$) [Reach 2006]. Cyan : images des SNRs G22.7-0.2 et W41 à 1.4 GHz lors du MAGPIS [Helfand 2006]. Jaune : excès corrélé observé en rayons X par XMM-Newton entre 1 et 2 keV (ID : 06544802). Le cercle jaune correspond au champ de vue du satellite. La région d'interaction entre les deux SNRs vue par [Reach 2006] et indiquant la présence potentielle de nuages H_{II} compressés par les SNRs est entourée par l'ellipse en tirets blancs. La morphologie de l'émission diffuse en rayons X ne semble pas correspondre aux contreparties à d'autres longueurs d'onde. De plus, on n'observe pas d'émission X au niveau de la zone d'interaction IR.

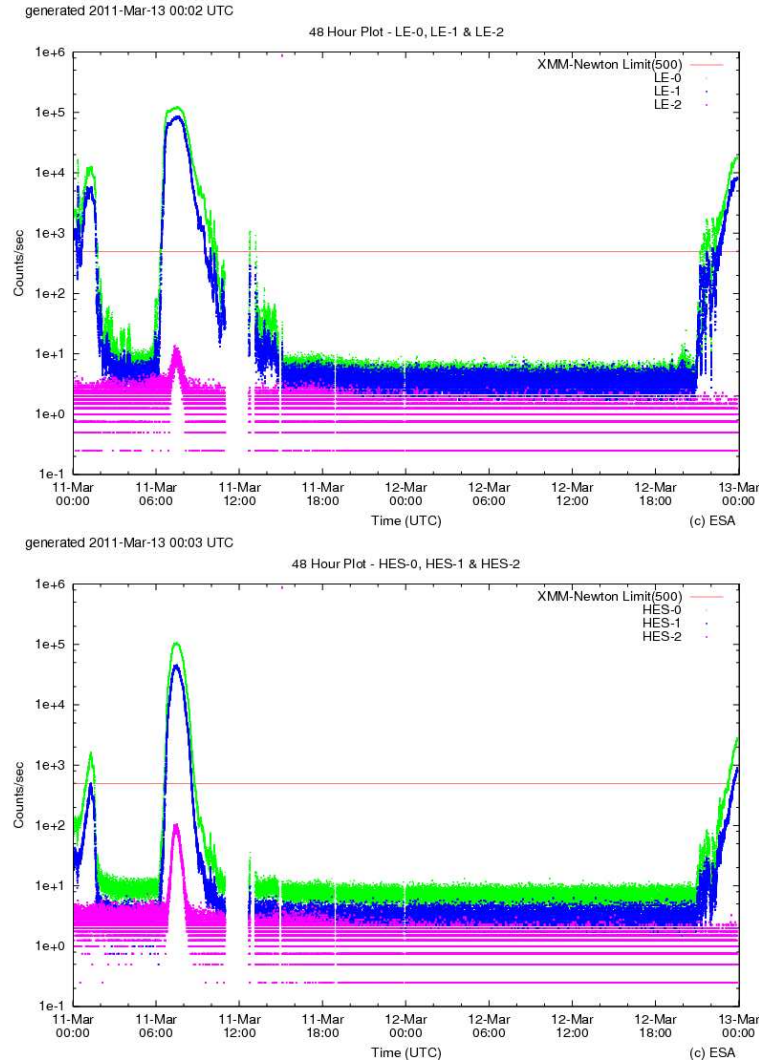


FIGURE 9.20 – *Radiation solaire détectée dans l'instrument Radiation Monitor du satellite XMM-Newton durant les observations du 13 mars 2011. En haut : détecteur à basse énergie (de 130 keV à 1.5 MeV pour les électrons et de 1 à 4.5 MeV pour les protons). En bas : détecteur à haute énergie (de 1 à 1.75 MeV pour les électrons et de 8 à 40 MeV pour les protons). Les courbes vertes représentent la radiation totale observée dans chaque bande en énergie qui sont chacune divisées en sous-bandes inférieures et supérieures représentées en bleu et rose respectivement. On voit qu'une radiation importante dépassant le seuil autorisé de 500 coups par seconde a lieu entre 6h et 10h du matin, ce qui déclenche la fermeture du filtre entre 11h et midi où aucune donnée n'a pu être prise.*

deuxième objet le plus proche de la source H.E.S.S. dans le champ de vue de XMM-Newton se situe à $3.5'$ de la position fittée, soit à plus de 3σ de la source H.E.S.S.. Il n'est donc pas considéré comme une contrepartie potentielle.

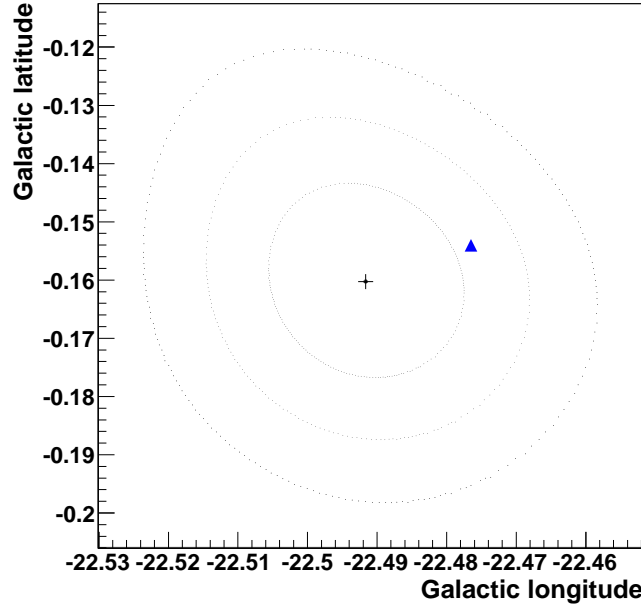


FIGURE 9.21 – Contours de confiance à 68 %, 95 % et 99 % (correspondant à 1, 2 et 3 σ) de l'ajustement de la position de la source H.E.S.S. à l'aide d'une fonction Gaussienne symétrique à 2 dimensions. Le triangle bleu représente la position de la source XMMU J183245-0921539 vue en rayons X et la croix symbolise la position fittée de la source H.E.S.S.. L'axe des abscisses correspond à la longitude et les ordonnées à la latitude en coordonnées galactiques.

Nous voulons à présent déterminer la nature de cette source afin d'établir un scénario dans l'hypothèse où elle serait une contrepartie à la source gamma et nous allons donc étudier ses propriétés spectrales. Pour ce faire, on définit une région circulaire de $15''$ de rayon autour de la position de la source X. On teste deux hypothèses de forme spectrale : une loi de puissance absorbée et une émission de type corps noir absorbé également. Cependant, le nombre de coups total en additionnant les trois instruments MOS1, MOS2 et PN du satellite XMM-Newton étant de 500 seulement, il y a peu de statistique par bin et il est difficile de trancher entre les deux formes spectrales testées.

L'hypothèse du modèle de corps noir absorbé est ajustée sur les données avec une probabilité (p-value) de 0.73. Le flux dé-absorbé vaut $\Phi(2 - 10 \text{ keV}) = 5.7_{-2.2}^{+1.3} \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, la température $kT = 1.9_{-0.2}^{+0.3} \text{ keV}$ et la colonne d'absorption $N_H = 5.5_{-1.8}^{+1.3} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. On note que la température obtenue est très grande par rapport aux valeurs communément observées pour des étoiles à neutrons (généralement autour de 0.2 keV). Cette température est aussi très grande pour des objets compacts centraux (CCO) observés en rayons X au centre de SNRs mais n'émettant ni en radio ni en gamma (dont la température varie entre 0.2 et 0.5

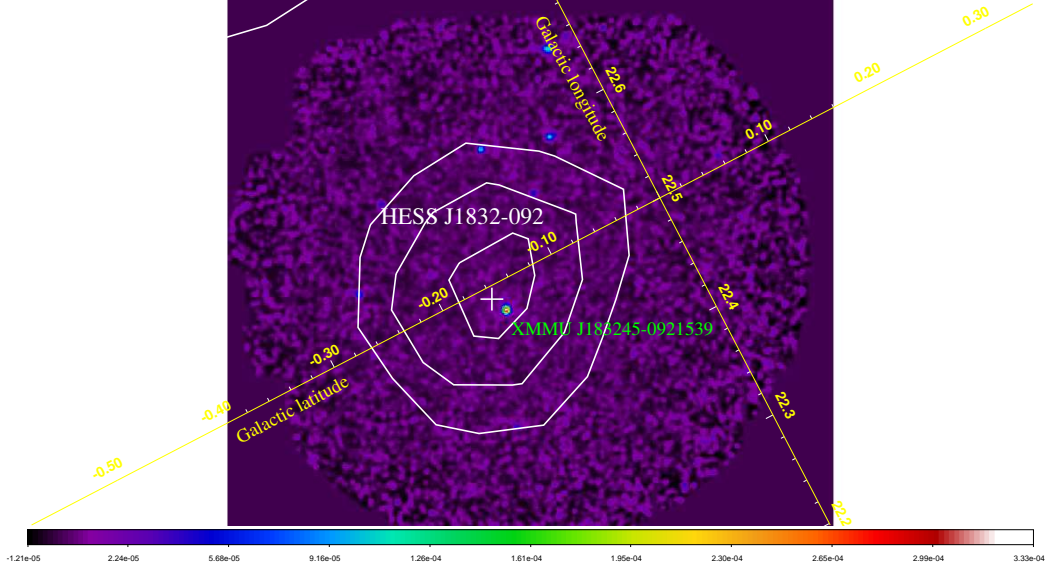


FIGURE 9.22 – Carte en flux lissée avec une Gaussienne de 6'' de large du champ de vue observé par XMM-Newton avec les contours de significativité à 3, 5 et 7 σ de la source HESS J1832-092 superposés en blanc. La source XMMU J183245-0921539 est située juste à côté de la position ajustée de la source gamma dont l'erreur est représentée par la croix blanche.

keV [Pavlov 2004]). Des températures de l'ordre du keV sont néanmoins possibles dans des systèmes binaires à sursauts, cependant aucune variabilité n'a pu être mise en évidence dans les données X. L'hypothèse du système binaire à sursauts n'est donc pas formellement écartée mais nécessiterait de plus amples observations pour rechercher une variabilité en rayons X.

La seconde hypothèse spectrale est la loi de puissance absorbée, dont le spectre obtenu pour chacun des instruments est donné sur la figure 9.23. Les paramètres obtenus sont les suivants : le flux entre dé-absorbé 2 et 10 keV vaut $\Phi(2 - 10 \text{ keV}) = 6.9^{+1.7}_{-1.8} \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, l'indice différentiel correspondant est $\Gamma = 1.3^{+0.5}_{-0.4}$ et la colonne d'absorption $N_H = 10.5^{+3.1}_{-2.7} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, pour une probabilité de 0.75. On remarque l'indice très dur de cette loi de puissance, ainsi que l'absorption N_H assez élevée comme on le verra par la suite.

Grâce à cette étude spectrale, nous pouvons tenter d'examiner la nature de la source observée. L'indice Γ obtenu semble trop dur pour provenir d'une nébuleuse à vent de pulsar mais rappelle les indices observés pour les émissions en rayons X provenant de pulsars. Cependant, aucune pulsation n'a pu être mise en évidence dans les observations en rayons X à cause du trop court temps d'observation. La résolution en temps correspondante est de 2.6 s et 73 ms pour les instruments MOS et PN respectivement. De plus amples observations permettraient d'apporter de meilleures contraintes sur la possible variabilité de cette source. De plus, aucune émission diffuse en X pouvant provenir d'une éventuelle nébuleuse n'est détectée autour de la source.

L'absorption N_H obtenue lors de l'ajustement peut être utile pour estimer la distance de la source. Pour cela, on va utiliser les données H_I [McClure-Griffiths 2009, Kalberla 2010] et

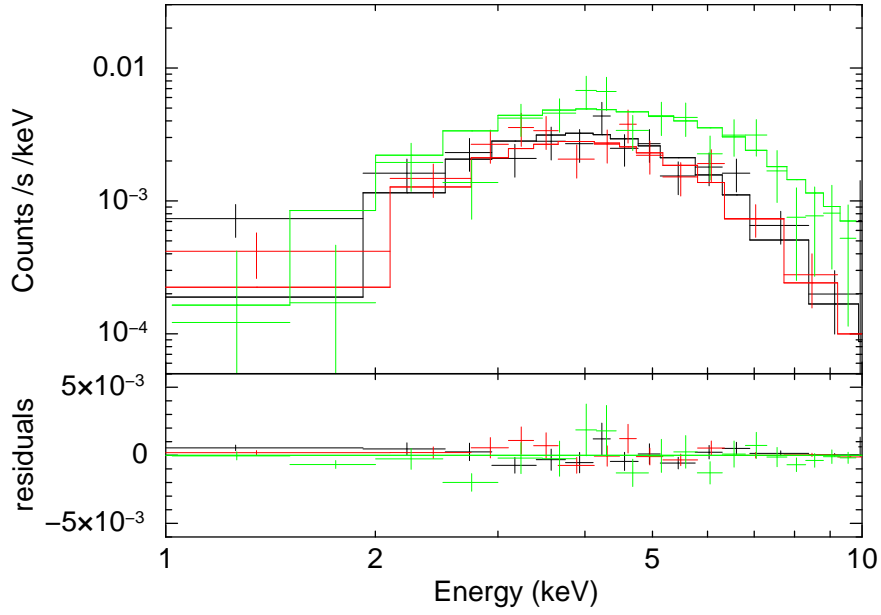


FIGURE 9.23 – *En haut : ajustement des données fournies par XMM-Newton sur la source X. Les points noirs, rouges et verts correspondent aux données des instruments MOS1, MOS2 et PN respectivement et les lignes représentent les ajustements par une loi de puissance absorbée. En bas : résidus correspondants.*

^{12}CO [Dame 2001]. Ces surveys radio du plan galactique fournissent la température d'antenne mesurée en fonction de la vitesse des nuages atomiques et moléculaires ainsi que l'absorption correspondante. On fait l'hypothèse que tout le matériau absorbant se situe aux distances proches. En cumulant l'absorption mesurée le long de la ligne de visée, on obtient donc une limite inférieure de distance pour la colonne d'absorption mesurée en rayons X. On utilise la borne inférieure de la colonne d'absorption dérivée du spectre en loi de puissance de la source X afin de rester conservatif. On voit sur la figure 9.24 que pour l'absorption correspondant à cette borne inférieure ($N_H = 7.8 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$), on obtient une distance minimale de 5 kpc pour la source X.

On note cependant que la valeur ajustée de $N_H = 10.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ est supérieure à l'absorption totale mesurée dans la Galaxie, indiquant que la source X pourrait être d'origine extragalactique. Cette source pourrait donc être un AGN dont l'émission en rayons X correspondrait au rayonnement synchrotron d'électrons accélérés, et si elle est associée à la source gamma l'émission au TeV serait due à la diffusion Compton inverse de ces électrons. Néanmoins, étant donné les distributions spectrales typiques des blazars et l'indice très dur mesuré en rayons X, cet AGN devrait être un FSRQ ou un LBL (voir la figure 4.21 dans le paragraphe sur les blazars du chapitre 4). On voit clairement sur cette figure que dans ce cas, la source devrait être très brillante au GeV, or il n'y a pas de source détectée à cette position dans le catalogue Fermi 2FGL [Nolan 2012] (voir section 9.3.5. Si on considère le cas extrême correspondant à la borne supérieure de l'indice différentiel ajusté en rayons X (soit $\Gamma=1.8$), la source pourrait éventuellement être un HBL pour lequel on n'attend pas d'émission très importante

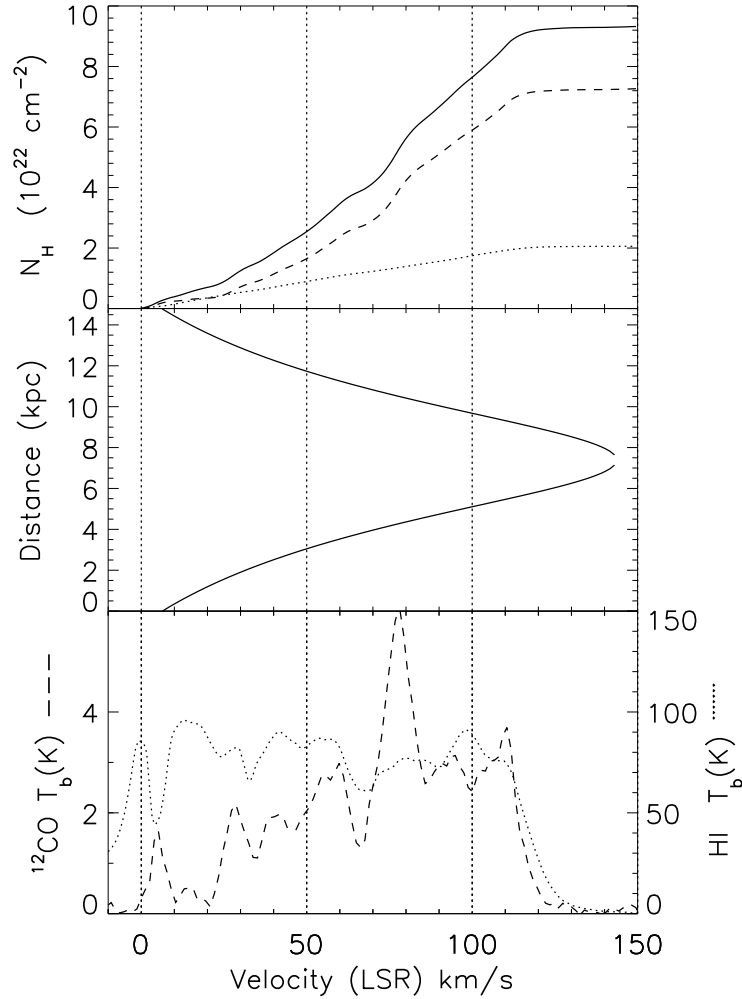


FIGURE 9.24 – *En haut : absorption N_H cumulée dans la direction de la source X et dérivée à partir des données H_I (en pointillés) [McClure-Griffiths 2009, Kalberla 2010] et ^{12}CO (en tirets) [Dame 2001]. L'absorption totale correspond à la ligne continue. Au milieu : distance en fonction de la vitesse radiale obtenue à partir du modèle de [Hou 2009]. En bas : données H_I (en pointillés) et ^{12}CO (en tirets) mesurées dans une région de 0.1° de côté autour de la position de la source X en fonction de la vitesse radiale mesurée dans le référentiel au repos local (Local Standard of Rest). Crédit : F. Acero.*

au GeV. Cette hypothèse est envisageable si la source est lointaine et que son flux est absorbé par l'EBL ou si la source présente une coupure intrinsèque. En effet, dans ces cas-là on pourrait s'attendre à une pente assez molle au TeV comme observé ($\Gamma=2.7$). Cette hypothèse d'un AGN n'est donc pas totalement écartée mais ne semble pas non plus favorisée. Étant donné les incertitudes importantes de la valeur ajustée du N_H , la source X peut donc être située à une distance d'environ 5 kpc voire bien plus.

9.3.4 Données infrarouges

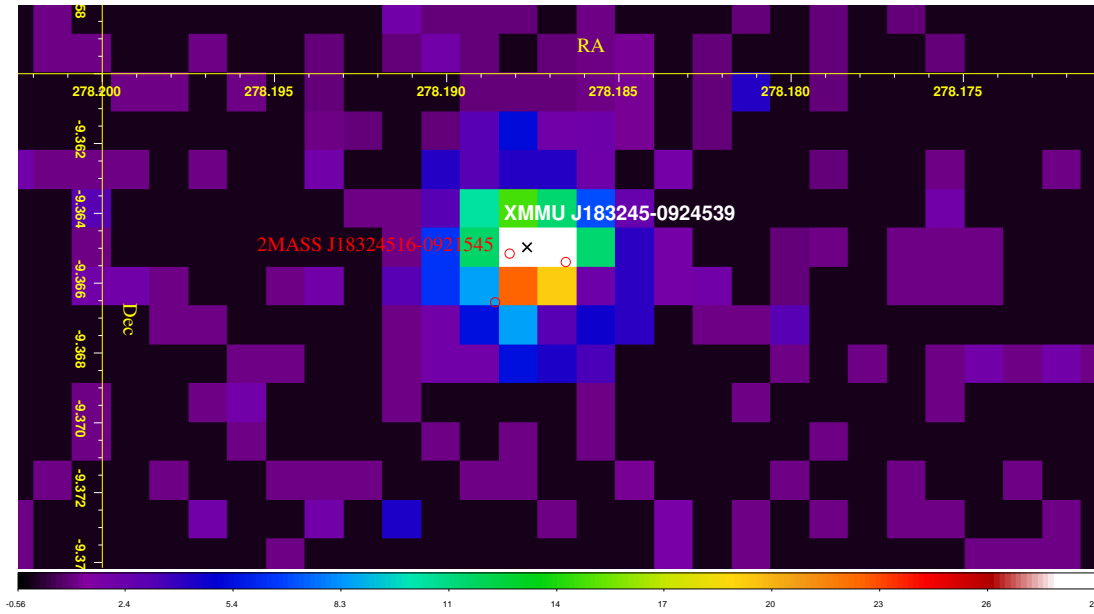


FIGURE 9.25 – Carte en coups non lissée de la source XMMU J183245-0921539. La croix noire correspond au centre gravité de la source X et les sources IR du catalogue 2MASS les plus proches sont représentées par les cercles rouges.

Outre les observations de Spitzer montrant une possible interaction entre les deux SNRs [Reach 2006] (voir section 9.3.1), on va également chercher des sources ponctuelles dans le catalogue 2MASS³ comme possibles contreparties à la source XMMU J183245-0921539. Trois sources IR sont situées près du centre de gravité de la source X. Cependant, étant donné les erreurs de pointé du satellite XMM-Newton d'environ 2'', on ne sélectionne que la plus proche, 2MASS J18324516-0921545, situé à 1.9'' du centre de gravité X et visible sur la figure 9.25. Cette source est vue dans les bandes J, H et K avec les magnitudes suivantes : $m_J = 15.52 \pm 0.06$, $m_H = 13.26 \pm 0.04$, $m_K = 12.17 \pm 0.02$, mais elle n'a pas de contrepartie en optique. Cette source pourrait constituer un système binaire avec la source X si elles sont associées. Nous étudierons cette possibilité dans la suite.

3. <http://www.ipac.caltech.edu/2mass/releases/allsky/>

9.3.5 Observations au GeV avec Fermi

Aucune source n'est détectée à la position de HESS J1832-092 dans le catalogue Fermi 2FGL [Nolan 2012]. Cependant, ce champ de vue proche du plan et du centre galactique est très riche en sources. On observe notamment une émission gamma au GeV à la position de HESS J1834-087. La résolution angulaire de Fermi à basse énergie ne permet pas de distinguer une éventuelle source superposée à cette émission, il est donc nécessaire d'analyser ce champ de vue de manière très rigoureuse. On tente de procéder à une analyse en utilisant les outils publics fournis par Fermi⁴. On définit pour cela une région circulaire de 10° de rayon autour de la position de HESS J1832-092 et on sélectionne tous les événements d'énergie comprise entre 10 et 300 GeV. La figure 9.26 montre la carte en coups obtenue sur ce champ de vue entre 10 et 30 GeV et ne présente pas d'émission gamma à la position de la source HESS J1832-092.

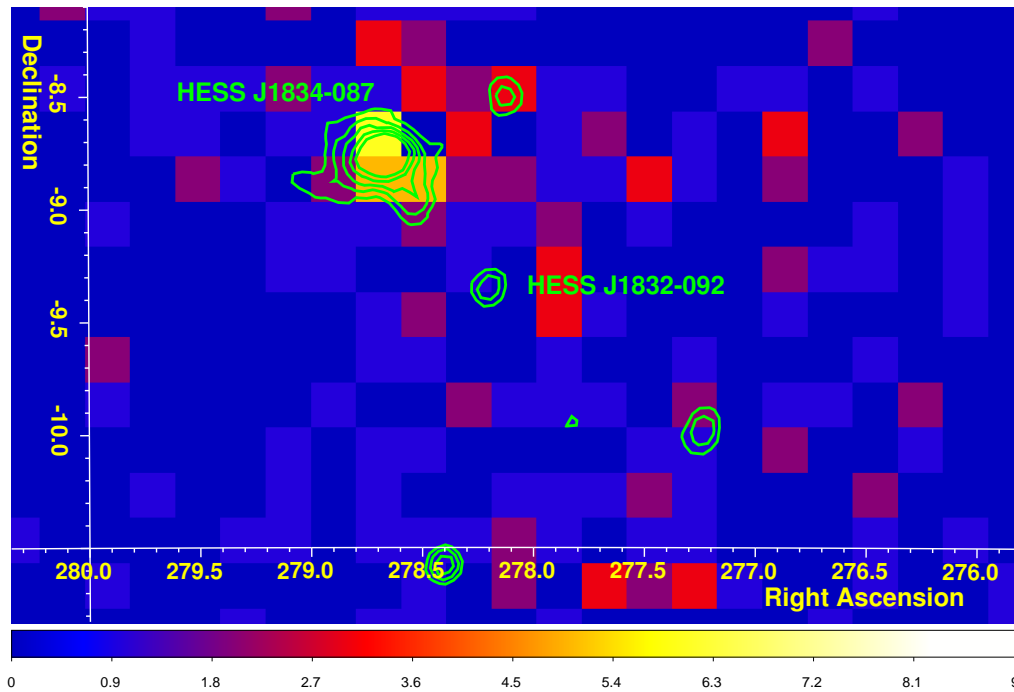


FIGURE 9.26 – Carte en coups non lissée du champ de vue de HESS J1832-092 vu par le satellite Fermi entre 10 et 30 GeV. Les contours verts représentent l'excès gamma vu par H.E.S.S.. Aucune émission n'est visible à cette énergie et à la position de la source HESS J1832-092 dans les données Fermi après 2 ans de prises de données.

Nous pouvons cependant estimer une valeur supérieure en flux à l'aide de la sensibilité atteinte par Fermi. Le flux minimal observé dans des conditions similaires à la complexité du champ de vue considéré vaut environ 5×10^{-12} erg cm⁻² s⁻¹ dans la bande d'énergie de 10 à 30 GeV. Cette limite supérieure va nous être utile pour contraindre des modèles théoriques dans la suite.

4. <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/>

9.4 Interprétation

Plusieurs contreparties sont présentes le long de la ligne de visée de la source HESS J1832-092 : le reste de supernova G22.7-0.2, différents nuages moléculaires observés en ^{13}CO et une source ponctuelle observée en rayons X, XMMU J183245-0921539 ainsi qu'une source IR, 2MASS J18324516-0921545. À cause du spectre dur de la source X et de la non observation d'une source au GeV à cette position on choisit de ne pas considérer l'hypothèse d'une source extragalactique, vraisemblablement un AGN, qui semblait possible en raison de la forte absorption dérivée du spectre X.

En prenant en compte les informations apportées par ces données multi-longueurs d'onde, on peut envisager trois scénarios principaux pouvant expliquer la nature de la source gamma. Le premier implique des particules accélérées dans le vestige de supernova G22.7-0.2, s'échappant du SNR pour interagir dans la matière moléculaire d'un des nuages observés en ^{13}CO et rayonnant en gamma via Bremsstrahlung ou désintégration de pions neutres selon la nature des particules. Le second scénario se base sur l'hypothèse que la source XMMU J183245-0921539, ponctuelle et dure, est un pulsar (associé ou non au SNR) et serait donc susceptible d'accélérer des particules chargées qui émettraient ensuite en rayons gamma par diffusion Compton inverse. Le dernier scénario impliquerait une source binaire composée d'un objet compact (vraisemblablement la source XMMU J183245-0921539) et de son compagnon (la source 2MASS J18324516-0921545). Des particules pourraient alors être accélérées dans les chocs provoqués par les vents stellaires de ces objets ou au voisinage de l'objet compact. Nous allons étudier les deux premiers scénarios plus en détail afin de déterminer s'ils sont réalisables énergétiquement, puis nous verrons si le dernier scénario semble vraisemblable à l'aide des données infrarouges.

9.4.1 Interaction avec un nuage moléculaire

Nous considérons ici le scénario dans lequel des particules sont accélérées dans le SNR G22.7-0.2 et interagissent dans un des nuages moléculaires présentés dans la section 9.3.2.

9.4.1.1 Hypothèse hadronique

Nous allons tout d'abord étudier le cas hadronique où des protons sont accélérés dans le SNR. En s'échappant de ce dernier, les protons iraient interagir dans un des nuages moléculaires considérés en créant des pions neutres qui produiraient ensuite des gammas en se désintégrant. Le flux gamma attendu dans ce scénario est estimé à partir de [Drury 1994] :

$$F_\gamma \approx k(\Gamma) \theta \left(\frac{E_0}{1\text{TeV}} \right)^{-\Gamma+1} \left(\frac{E_{SN}}{10^{51}\text{erg}} \right) \left(\frac{d}{1\text{kpc}} \right)^{-2} \left(\frac{n}{1\text{cm}^{-3}} \right) \left(\frac{\Omega}{4\pi} \right) \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (9.9)$$

où θ est la fraction de l'énergie de la supernova E_{SN} fournie à l'accélération des rayons cosmiques, d est la distance à l'objet, $k(\Gamma)$ est un facteur dépendant du taux de production de gammas pour un indice spectral Γ donné, et Ω est l'angle solide du nuage vu par le reste de supernova. On suppose ici que le SNR et le nuage sont approximativement à la même distance, on utilise donc les distances obtenues grâce à l'étude des données ^{13}CO (voir table 9.6). Connaissant le flux gamma au-dessus de 1 TeV, le facteur $k(\Gamma)$, la distance des nuages,

leur densité et l'angle solide Ω on peut calculer la fraction θ de l'énergie totale de la supernova E_{SN} (que l'on prendra à 10^{51} erg) convertie en protons non thermiques. Cette valeur de θ nous permettra ensuite de conclure sur la possibilité énergétique de ce scénario en la comparant avec les modèles phénoménologiques qui favorisent une valeur de θ autour de 10%.

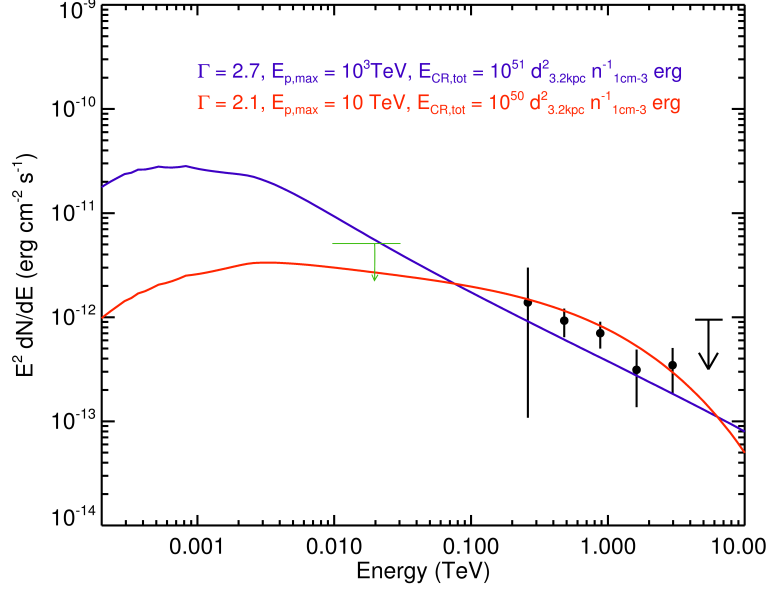


FIGURE 9.27 – *Distribution spectrale de la source HESS J1832-092 représentée par les points noirs et modélisée par un spectre de gammas produits par des π^0 issus de protons accélérés avec une loi de puissance pure d'indice $\Gamma=2.7$ (en bleu) ainsi qu'une loi de puissance d'indice $\Gamma=2.1$ avec une coupure exponentielle à 10 TeV (en rouge). L'estimation de la valeur supérieure en flux issue des données Fermi est représentée en vert. Crédit : M. Renaud.*

La formule 9.9 suppose que le spectre gamma a la même pente que celui des particules accélérées. La source HESS J1832-092 présente un spectre en loi de puissance d'indice $\Gamma \simeq 2.7$, on va donc considérer que les protons accélérés dans le SNR ont une distribution spectrale identique. Or, comme on l'a vu au chapitre 2, les modèles d'accélération prédisent des spectres plus durs pour les particules accélérées. Bien qu'une loi de puissance courbée ou avec une coupure exponentielle ne soit pas favorisée par rapport à une loi de puissance pure pour le spectre gamma, ce dernier pourrait néanmoins présenter une telle coupure intrinsèque à l'accélérateur à très haute énergie où la statistique de nos observations n'est pas suffisante pour confirmer cette possibilité. C'est pourquoi nous décidons malgré tout de considérer deux distributions spectrales pour les particules accélérées : une loi de puissance pure d'indice $\Gamma=2.7$ et une loi de puissance d'indice $\Gamma=2.1$ avec une coupure exponentielle à 10 TeV. Les spectres de gammas issus de la désintégration de π^0 obtenu avec le formalisme de [Huang 2007] pour ces deux formes spectrales sont représentés sur la figure 9.27 avec les points du spectre gamma mesuré. On voit que ces deux distributions sont compatibles avec le flux gamma observé, nous pouvons donc les considérer tout en respectant l'hypothèse que les particules accélérées et l'émission gamma qu'elles produisent ont la même forme spectrale.

En outre, étant donné qu'aucune source n'a été observée au GeV par Fermi à cette position,

nous pouvons utiliser la valeur supérieure en flux estimée à environ 5×10^{-12} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ dans la bande d'énergie de 10 à 30 GeV pour contraindre ces modèles. Cette valeur est représentée sur la figure 9.27 et montre que dans le cas du spectre en loi de puissance pure d'indice 2.7, le flux gamma attendu dans la bande d'énergie correspondante est légèrement plus important que cette limite supérieure. Le spectre avec coupure exponentielle et $\Gamma=2.1$ est en revanche bien compatible avec cette limite. Cependant, cette limite est une estimation grossière, on choisit donc de considérer ces deux modèles par la suite.

Le facteur $k(\Gamma)$ vaut 9×10^{-11} pour un indice spectral de 2.1 et 3×10^{-13} pour $\Gamma=2.7$ [Drury 1994]. Les fractions θ obtenues pour chaque nuage et possibles distances correspondantes ainsi que chaque forme spectrale supposée sont regroupés dans la table 9.7.

TABLE 9.7 – *Fractions θ de l'énergie de la supernova E_{SN} destinées à l'accélération des protons étant donné le flux gamma mesuré au-dessus de 1 TeV, et ce pour les deux nuages moléculaires considérés (et leurs deux distances possibles) ainsi que pour deux distributions spectrales de particules incidentes.*

Distance (kpc)	Densité (cm $^{-3}$)	$\Gamma=2.7$	$\Gamma=2.1$ + coupure 10TeV
2.3	20	165 %	0.5 %
12.5	4	28000 %	93 %
4.5	62	170 %	0.6 %
10.2	28	1900 %	7%

À cause du très faible taux de production de gammas pour une distribution de protons d'indice 2.7, les fractions θ nécessaires sont bien trop grandes pour envisager ce scénario. Cependant, dans le cas de la distribution de protons d'indice 2.1 avec coupure à 10 TeV, les fractions obtenues sont plus raisonnables, surtout pour les distances proches. Étant donné les estimations de distance du SNR (voir section 9.3.1), ces distances proches semblent effectivement favorisées dans ce scénario qui suppose que le SNR est à la même distance qu'un nuage moléculaire. De plus, on note que le rayon du SNR pour les distances lointaines de 10.2 et 12.5 kpc serait de 38 pc et 50 pc respectivement, ce qui correspondrait à une phase radiative plus ou moins avancée (voir modèles de [Cioffi 1988] et [Sturmer 1997] présentés dans la section 9.4.2). Ces distances lointaines semblent donc défavorisées. On rappelle de plus que la distribution de protons d'indice 2.1 avec coupure à 10 TeV est également favorisée par rapport à la loi de puissance pure d'indice 2.7 compte-tenu de l'estimation de la limite supérieure entre 10 et 30 GeV grâce aux données Fermi.

Par conséquent, ce scénario hadronique est réalisable énergétiquement si l'on considère une distribution spectrale de particules accélérées plus dure que le spectre gamma observé et avec une coupure à très haute énergie, cette distribution étant bien en accord avec le spectre H.E.S.S. et les prédictions des modèles phénoménologiques d'accélération par onde de choc.

9.4.1.2 Hypothèse leptonique

Nous allons maintenant étudier le scénario leptonique où des électrons seraient accélérés dans le SNR. Dans ce cas, ces électrons sont susceptibles de produire un rayonnement de freinage (bremsstrahlung) en pénétrant dans un nuage de matière dense.

On suppose une distribution spectrale d'électrons de la forme :

$$N_e(E_e) = dN/dE_e = a_e E_e^{-\alpha} \text{ GeV}^{-1} \quad (9.10)$$

Dans l'hypothèse où les électrons d'énergie E_e sont convertis en photons de même énergie après avoir traversé une longueur de radiation X_0 de matière, la luminosité par rayonnement de freinage attendue pour la distribution d'électrons précédente peut s'exprimer comme [Gaisser 1998] :

$$L_{Brem}(E_\gamma) \simeq 7 \times 10^{-16} a_e n E_\gamma^{-\alpha} \text{ GeV}^{-1} \text{s}^{-1} \quad (9.11)$$

Ici aussi la distribution spectrale des gammas reproduit celle de la population de particules chargées, nous choisissons donc de considérer les deux formes spectrales décrites pour le scénario hadronique, à savoir une loi de puissance pure d'indice $\Gamma=2.7$ et une loi de puissance $\Gamma=2.1$ avec coupure exponentielle à 10 TeV. On suppose que le flux gamma mesuré est entièrement dû au rayonnement bremsstrahlung. On peut ainsi remonter à la puissance des électrons requise pour expliquer le flux gamma observé.

Les puissances correspondantes pour chaque forme spectrale d'électrons accélérés et chaque densité possible pour les nuages considérés sont résumées dans la table 9.8.

TABLE 9.8 – *Puissance nécessaire aux électrons pour expliquer le flux gamma mesuré en supposant que ce dernier est uniquement dû au processus d'émission par rayonnement de freinage dans les nuages moléculaires considérés et pour deux distributions spectrales d'électrons incidents.*

Distance	Densité	$\Gamma=2.7$	$\Gamma=2.1$ + coupure 10TeV
2.3 kpc	20 cm ⁻³	$1 \times 10^{50} \text{erg s}^{-1}$	$4 \times 10^{44} \text{erg s}^{-1}$
12.5 kpc	4 cm ⁻³	$1 \times 10^{52} \text{erg s}^{-1}$	$3 \times 10^{46} \text{erg s}^{-1}$
4.5 kpc	62 cm ⁻³	$7 \times 10^{49} \text{erg s}^{-1}$	$2 \times 10^{44} \text{erg s}^{-1}$
10.2 kpc	28 cm ⁻³	$7 \times 10^{50} \text{erg s}^{-1}$	$2 \times 10^{45} \text{erg s}^{-1}$

La puissance minimale obtenue correspond au cas où les électrons sont accélérés avec un indice de 2.1 avec une coupure à 10 TeV et interagissent dans le nuage le plus dense considéré (de densité $n=62 \text{ cm}^{-3}$ à 4.5 kpc). Or cette dernière correspond à une puissance de $6 \times 10^{51} \text{erg/an}$, soit 6 fois l'énergie initiale de la supernova à fournir chaque année aux électrons pour qu'ils aient suffisamment d'énergie pour illuminer le nuage par rayonnement de freinage. Cette puissance requise est donc bien trop grande et les nuages considérés ne sont pas assez denses pour que le processus de bremsstrahlung puisse expliquer le flux gamma observé.

9.4.2 Scénario PWN

Après la découverte d'une source ponctuelle très proche du centre de gravité de HESS J1832-092 dans les données fournies par XMM-Newton, un nouveau scénario impliquant des particules accélérées près d'un éventuel pulsar a été envisagé. Ces particules seraient ensuite susceptibles d'émettre en rayons X et gamma via les processus de rayonnement synchrotron et de diffusion Compton inverse, pouvant ainsi expliquer l'excès observé au TeV. Aucune émission diffuse pouvant provenir d'une nébuleuse à vent de pulsar n'a pu être mise en évidence dans les données X, cependant il est possible que la courte durée d'observation n'ait pas pu permettre de détecter un signal diffus de faible intensité. Une autre possibilité pourrait venir du fait que la nébuleuse soit âgée et que les électrons les plus énergétiques aient quitté le PWN, ainsi cette dernière ne serait plus visible en rayons X par émission synchrotron, d'autant plus que le champ magnétique présent dans les PWNs âgées et étendues est très faible. Nous allons malgré tout tester le scénario de la nébuleuse à vent de pulsar dans la suite.

Pour cela, nous ferons l'hypothèse que la source X est un pulsar bien qu'aucune pulsation n'ait pu être mise en évidence dans les données X ni à d'autres longueurs d'onde. Nous fondons cette hypothèse sur la forme spectrale de cette source caractéristique de celle d'un pulsar.

Dans cette hypothèse, nous estimerons la puissance libérée par le pulsar à partir de la luminosité en rayons X afin de déterminer si celui-ci pourrait accélérer des particules à des énergies suffisantes pour expliquer l'émission gamma observée. Puis nous testerons la possibilité d'association entre ce pulsar et le SNR G22.7-0.2, ces deux objets pourraient en effet provenir de la même explosion de supernova.

9.4.2.1 Puissance libérée par un éventuel pulsar

Nous voulons tout d'abord estimer la puissance dégagée par le possible pulsar pour vérifier la vraisemblance de ce scénario. Pour cela, nous utilisons le flux mesuré entre 2 et 10 keV de la source X (voir section 9.3.3).

$$L_X(2 - 10 \text{ keV}) = 4\pi D^2 \Phi_X(2 - 10 \text{ keV}) \simeq 8.2 \times 10^{31} \left(\frac{D}{1 \text{ kpc}} \right)^2 \text{ erg s}^{-1} \quad (9.12)$$

Dans ce scénario il n'y a pas nécessairement de lien entre les sources X et gamma et les nuages moléculaires observés en ^{13}CO mais le SNR et le pulsar pourraient être reliés. Or pour évaluer l'observabilité d'une éventuelle nébuleuse au TeV on a besoin de la distance de l'objet. On dispose de plusieurs éléments sur cette distance : l'estimation de distance du SNR à l'aide de la relation $\Sigma - D$ d'environ $3.7 \pm 1 \text{ kpc}$ et la limite inférieure de 5 kpc obtenue à partir de la colonne d'absorption N_H ajustée sur le spectre de la source X. Étant donné les larges incertitudes, on choisit de considérer les distances suivantes pour estimer la vitesse du pulsar : 4, 5 et 6 kpc.

Les luminosités obtenues pour chaque distance considérée sont données dans la table 9.9. Ces luminosités peuvent ensuite être traduites en puissance \dot{E} à l'aide de la relation entre ces deux grandeurs établie pour 27 pulsars mesurés (voir figure 9.28) et donnée par [Li 2008] :

$$L_X = 10^{-0.8 \dot{E}^{0.92}} \quad (9.13)$$

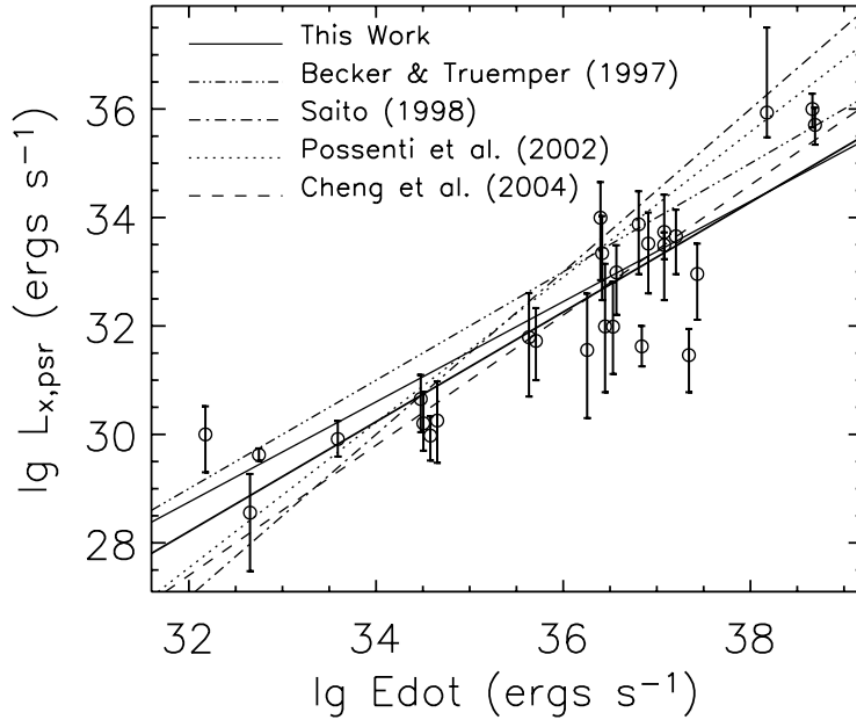


FIGURE 9.28 – Relation entre les luminosités non thermiques de 23 pulsars vus en rayons X et leur puissance \dot{E} . Cette figure montre différents modèles utilisés dans la littérature pour relier ces deux quantités. Figure issue de [Li 2008].

Distance	$L_X(2-10 \text{ keV})$ (erg s ⁻¹)	\dot{E} (erg s ⁻¹)	\dot{E}/D^2 (erg s ⁻¹ kpc ⁻²)
4 kpc	1.3×10^{33}	9.2×10^{36}	5.7×10^{35}
5 kpc	2×10^{33}	1.5×10^{37}	6×10^{35}
6 kpc	2.9×10^{33}	2.2×10^{37}	6.1×10^{35}

TABLE 9.9 – Luminosité, puissance et \dot{E}/D^2 du pulsar hypothétique pour chaque distance considérée.

Nous calculons donc les puissances \dot{E} correspondantes pour chaque luminosité obtenue ainsi que la puissance divisée par la distance au carré. Ces valeurs sont listées dans la table 9.9. Les puissances obtenues sont supérieures à $10^{36} \text{ erg s}^{-1}$, et les valeurs de \dot{E}/D^2 sont autour de $6 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1} \text{ kpc}^2$ pour chaque distance. Or, lors d'une étude de population de PWN et pulsars menée par H.E.S.S. [Carrigan 2007], il a été observé que 70% des pulsars avec \dot{E}/D^2 autour de $5 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1} \text{ kpc}^2$ observés par H.E.S.S. ont été détectés au TeV (voir figure 9.29).

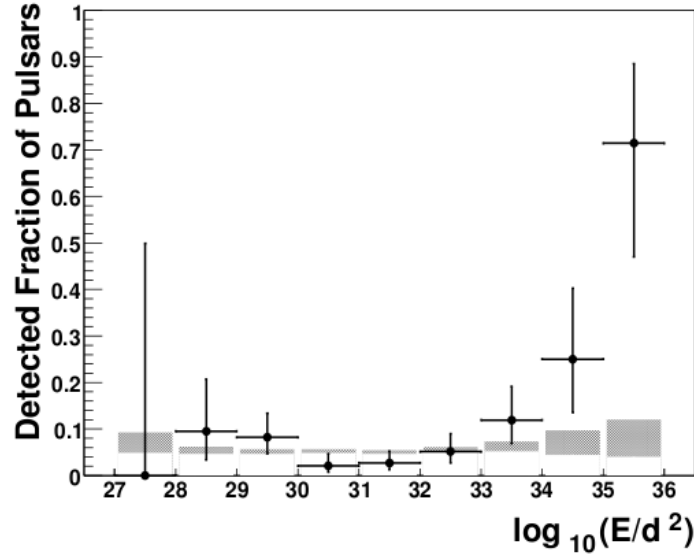


FIGURE 9.29 – Fraction de pulsars observés par H.E.S.S. présentant une émission significative en rayons gamma en fonction de $\log(\dot{E}/D^2)$. Figure tirée de [Carrigan 2007].

Par conséquent, si cette source est bien un pulsar, elle est assez puissante pour donner naissance à un PWN et pour être détectée par les télescopes de H.E.S.S..

9.4.2.2 Association pulsar/SNR

La source X étant située sur le bord de la coquille du SNR vu en radio, on se demande si cet éventuel pulsar pourrait être associé avec le vestige de supernova.

Probabilité de coïncidence spatiale

On peut tout d'abord calculer la probabilité d'une association par chance de ces objets dans le cas de l'association de la source X avec le SNR G22.7-0.2. On utilise donc la formule suivante [Akujor 1987] :

$$p(n) = \frac{N}{n(N-n)!} \left(\frac{s}{S}\right)^n \left(1 - \frac{s}{S}\right)^{N-n} \quad (9.14)$$

donnant la probabilité d'avoir un recouvrement de n sources dans une surface s sur un total de N sources observées dans une surface S .

On cherche dans le catalogue XMM-Newton⁵ le nombre N de sources X dans une surface totale S correspondant à un disque de 10° de rayon centré à la position du SNR. On trouve 5040 sources recensées par XMM-Newton dans cette région. La surface s du SNR vaut 0.18 degrés². La probabilité d'avoir une source X observée par hasard dans la surface s est alors de $p=0.16$. Cette probabilité est très grande et vient de la densité importante de sources X (16 sources par degré² en moyenne). Cependant nous n'avons pas effectué de sélection sur la forme spectrale des sources X , cette valeur n'est donc pas vraiment représentative de la probabilité recherchée. On ne peut donc pas conclure sur la possible association entre le pulsar et le vestige de supernova G22.7-0.2 en considérant cette seule probabilité.

Estimation de la vitesse du pulsar

Nous allons donc effectuer un test supplémentaire pour vérifier la possibilité d'une telle association. Pour cela nous allons procéder à un raisonnement par l'absurde en supposant que les deux objets sont associés. Nous allons ainsi calculer la vitesse transverse du pulsar et la comparer avec les vitesses mesurées dans la littérature.

L'estimation de la vitesse est simple : pour chaque distance considérée de 4, 5 et 6 kpc, on calcule la distance parcourue par le pulsar correspondant au rayon du SNR (donné dans la table 9.10) et il suffit ensuite de diviser cette dernière par le temps de parcours, c'est à dire l'âge du SNR. Or l'âge du SNR n'est pas connu et doit donc être estimé à partir de modèles d'expansion de SNR.

On choisit deux modèles d'évolution très différents pour estimer cet âge : d'une part celui de [Sturmer 1997] (modèle 1) et d'autre part la combinaison du modèle proposé par [Truelove 1999] pour les premières phases du SNR et [Cioffi 1988] pour la phase radiative (modèle 2).

Dans cette hypothèse, le pulsar aurait été créé lors de l'explosion de la supernova qui a donné naissance au SNR G22.7-0.2. Or les supernovae pouvant engendrer des pulsars sont les supernovae de type II. On choisit donc les conditions initiales caractéristiques du type II, telles que données dans [Chevalier 1977], à appliquer aux modèles de dynamique considérés. Les conditions initiales adoptées sont les suivantes : une masse totale des éjectas de $5 M_\odot$, une énergie dégagée par la supernova de 10^{51} erg et une vitesse initiale des éjectas de $5 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$. De plus, comme il n'y a pas nécessairement d'interaction avec un nuage moléculaire dans ce scénario, on choisit de considérer une densité moyenne $n=1 \text{ cm}^{-3}$ pour le milieu interstellaire (MIS). On note cependant que les résultats obtenus sur la dynamique des SNRs dépendent très fortement de ces différentes conditions initiales, en particulier de la densité du MIS.

Avec ces conditions initiales, on remarque que la phase radiative a lieu lorsque le SNR atteint un rayon de 32 pc pour le modèle 1 contre 14 pc pour le modèle 2 (voir figure 9.30). Par conséquent, les rayons obtenus pour chaque distance considérée correspondent à la phase de Sedov-Taylor pour le modèle 1 et à la phase radiative pour le modèle 2. Ces deux modèles semblent donc assez extrêmes pour représenter un large panel d'âges possibles pour le SNR. Les âges estimés ainsi que les vitesses correspondantes pour le pulsar sont listés dans la table 9.10.

5. <http://xmm.esac.esa.int/xsa/>

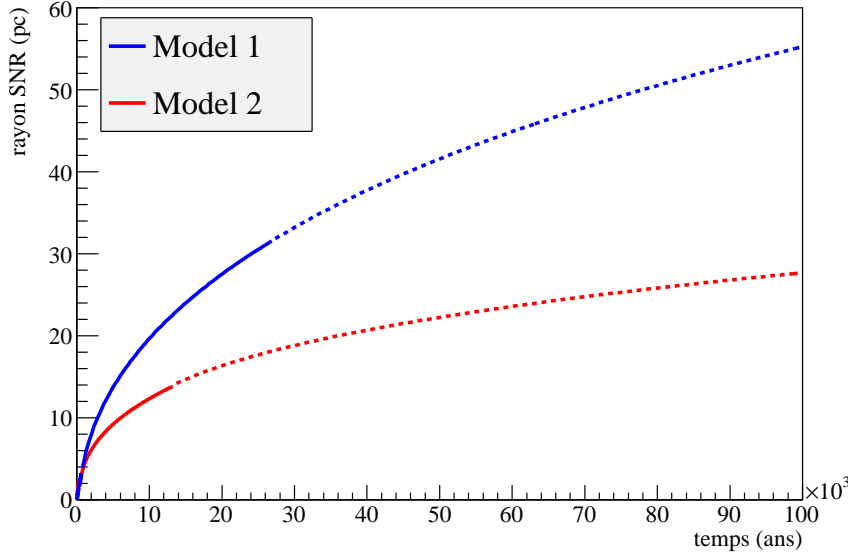


FIGURE 9.30 – Évolution du rayon du SNR en fonction du temps pour les deux modèles considérés (en bleu le modèle 1 proposé par [Sturmer 1997] et en rouge le modèle 2 proposé par [Truelove 1999] et [Cioffi 1988]) avec les conditions initiales suivantes : $M_{\text{ejectas}} = 5 M_{\odot}$, $E_{\text{SN}} = 10^{51} \text{ erg}$, $v_{\text{ini}} = 5 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$ et $n_{\text{MIS}} = 1 \text{ cm}^{-3}$. Les lignes continues correspondent aux premières phases et la phase radiative est représentée par les lignes pointillées.

Compte-tenu des grandes différences entre les modèles considérés, les vitesses obtenues sont également très différentes. Les vitesses dérivées avec le modèle 2 [Cioffi 1988] sont compatibles avec les distributions de vitesses mesurées dans la littérature [Hobbs 2005, Zou 2005] comprises entre 50 et 1000 km s^{-1} (voir figure 9.31). Cependant, celles obtenues avec le modèle 1 [Sturmer 1997] sont bien trop excessives comparées aux vitesses généralement mesurées.

Par conséquent, cette étude ne nous permet malheureusement pas de conclure sur la possible association entre cet hypothétique pulsar et le SNR car les calculs dépendent trop du modèle de dynamique de SNR et de leurs conditions initiales.

Distance	rayon SNR	age SNR	$\mathbf{v}_{\text{pulsar}}$
4 kpc	15 pc	3000^{\dagger} - 16000^* ans	900^* - $5000^{\dagger} \text{ km s}^{-1}$
5 kpc	19 pc	$4.7 \times 10^3{}^{\dagger}$ - $3 \times 10^4{}^*$ ans	600^* - $4000^{\dagger} \text{ km s}^{-1}$
6 kpc	22 pc	$6.3 \times 10^3{}^{\dagger}$ - $5 \times 10^4{}^*$ ans	450^* - $3400^{\dagger} \text{ km s}^{-1}$

TABLE 9.10 – Distance à l’objet, rayon et âge correspondant pour le SNR et vitesse transverse obtenue pour le pulsar pour chaque modèle (les symboles † et * représentent les modèles de [Sturmer 1997] et [Cioffi 1988] respectivement).

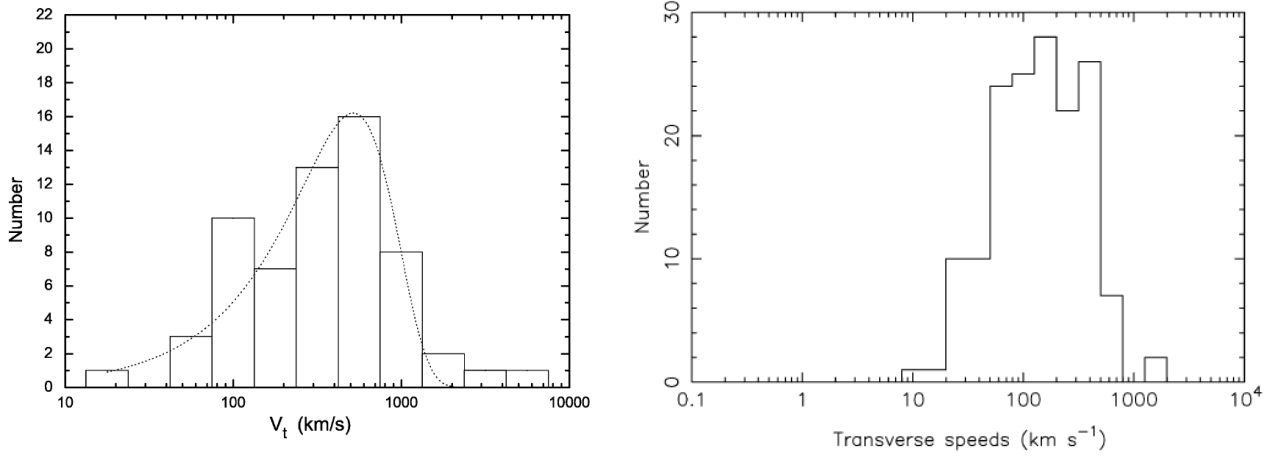


FIGURE 9.31 – *Gauche : distribution des vitesses transverses obtenues sur un échantillon de 73 pulsars (figure tirée de [Zou 2005]). La moyenne de cette distribution vaut 443 km s^{-1} et sa variance 224 km s^{-1} . Droite : distribution des vitesses transverses obtenues sur un échantillon de 233 pulsars, la moyenne obtenue étant de 211 km s^{-1} (figure tirée de [Hobbs 2005]).*

9.4.3 Système binaire

Ce scénario a été élaboré suite à l'observation de deux sources ponctuelles (XMMU J183245-0921539 et 2MASS J18324516-0921545) en coïncidence spatiale avec l'excès mesuré en rayons gamma. Nous voulons tester si la source IR pourrait être une contrepartie sérieuse à la source X en tant que son compagnon massif. Les nombres de magnitude d'absorption dans chaque bande (visible, J, H et K) peuvent nous permettre d'estimer la magnitude absolue de la source 2MASS.

D'après [Predehl 1995], le nombre de magnitude d'extinction dans le visible est :

$$A_V = 0.56 \left(\frac{N_H}{10^{21} \text{cm}^{-2}} \right) + 0.23 \quad (9.15)$$

On obtient $A_V = 59$ pour la valeur ajustée de $N_H = 10.5 \times 10^{22} \text{cm}^{-2}$ dérivée précédemment à l'aide du spectre de la source X. Ce nombre d'absorption est énorme, cela expliquerait donc l'absence de contreparties en optique.

On peut ensuite récupérer les nombres de magnitude d'absorption dans les bandes J, H et K à partir de A_V [Cardelli 1989] : $A_K/A_V = 0.114$, $A_H/A_V = 0.19$ et $A_J/A_V = 0.282$, ce qui donne pour chaque bande : $A_K = 6.7$, $A_H = 11.2$ et $A_J = 16.6$.

La magnitude absolue dans la bande i est donnée par :

$$M_i = -5 \log \left(\frac{D}{\text{pc}} \right) + m_i - A_i \quad (9.16)$$

où D est la distance de la source, m_i la magnitude observée dans la bande i et A_i le nombre d'absorption. On applique cette formule à la bande J et on obtient une magnitude absolue de -14.6 pour une distance de 5 kpc. Cette valeur semble complètement inhabituelle pour une étoile. En effet cette source serait plus lumineuse que la pleine Lune dont la magnitude absolue

vaut -12, ou que Rigel, l'étoile la plus brillante de la constellation d'Orion et 6ème étoile la plus brillante du ciel, dont la magnitude absolue est de -7.

Cependant, les formules utilisées ci-dessus ne sont pas valables dans le cas où l'absorption est locale à l'objet, ce qui expliquerait la valeur aberrante obtenue pour la magnitude absolue de la source 2MASS. Dans ce cas seulement la source 2MASS pourrait être une contrepartie plausible à la source X.

Pour aller plus loin on va calculer la probabilité d'avoir une coïncidence spatiale par hasard entre la source X et une source 2MASS dans le plan du ciel. Pour cela, on reprend la formule 9.14 donnant la probabilité d'avoir un recouvrement de n sources dans une surface s sur un total de N sources observées dans une surface S . Ici on cherche la probabilité d'avoir une source 2MASS dans la surface $s=4$ arcsecondes² correspondant à l'erreur de pointé de la source X. On calcule cette probabilité avec des boîtes de $S = 2^\circ \times 2^\circ$ centrées à différentes positions autour de la source X et en comptant le nombre N de sources du catalogue 2MASS de magnitude $m_K \leq 13$ présentes dans ces boîtes. Les probabilités correspondantes sont résumées dans la table 9.11. La probabilité moyenne d'avoir une association par hasard est faible mais non négligeable (environ 2%). Par conséquent, une coïncidence spatiale par chance entre IR et rayons X reste possible. Si une variabilité était détectée en rayons X ou gamma, ce scénario serait fortement favorisé mais il reste marginal dans le cas contraire.

TABLE 9.11 – *Probabilité d'avoir une source 2MASS de magnitude $m_K \leq 13$ associée par hasard à la source X car tombant dans une région de 4arcsecondes² correspondant à l'erreur de pointé du satellite XMM-Newton.*

Position (l,b)	N	p(1)
(22.49, 1.)	213138	1.6×10^{-2}
(22.49, 0.)	247295	1.9×10^{-2}
(22.49, -0.16)	246590	1.9×10^{-2}
(22.49, -1.)	213710	1.6×10^{-2}

9.5 Conclusion

La source HESS J1832-092, observée à un niveau de significativité de 5.3σ post-trials et située sur le bord de la coquille radio du vestige de supernova G22.7-0.2, reste bien mystérieuse malgré les données multi-longueurs d'onde disponibles et les nombreux tests réalisés pour vérifier la plausibilité des scénarios envisagés. Deux scénarios ont été potentiellement écartés : celui impliquant un AGN ainsi que celui dans lequel des électrons sont accélérés dans le SNR et produisent ensuite des rayons gamma par rayonnement de freinage dans la matière dense d'un des nuages moléculaires considérés.

Le scénario impliquant des protons accélérés dans le SNR et interagissant avec les particules du nuage moléculaire en produisant des pions neutres est quant à lui énergétiquement réalisable, à condition que ces protons aient une distribution en loi de puissance avec un indice assez dur ($\Gamma = 2.1$) et une coupure à 10 TeV et que le nuage considéré (et par conséquent le SNR) se situe une distance inférieure ou égale à 10 kpc environ. En effet le rayon du SNR G22.7-0.2, s'il est situé à la distance de 10.2 kpc déduite du modèle de rotation de la Galaxie, vaudrait 38 pc, ce qui correspondrait encore au début de la phase radiative pour le modèle d'évolution de [Sturmer 1997]. En revanche, à une distance de 12.5 kpc, le rayon devient de l'ordre de 50 pc, ce qui semble bien trop grand pour que le SNR puisse encore accélérer des particules émettant des rayons gammas.

En supposant que la source X est un pulsar dont les pulsations n'ont pu être détectées, le scénario du PWN est énergétiquement possible et l'émission gamma produite par le PWN serait observable par les télescopes Tcherenkov. Cependant ce scénario est fondé sur l'hypothèse que la source est un pulsar, ce qui n'est pas confirmé pour le moment. De plus amples observations en rayons X pourraient notamment permettre de lever le voile sur la nature de cette source.

La possibilité d'un système binaire constitué de l'objet compact vu en rayons X et de son compagnon correspondant peut-être à la source 2MASS observée en IR n'est pas écartée. Cependant nous avons choisi de ne pas examiner ce scénario de plus près à cause du manque de variabilité observée.

Enfin, toujours dans le cas où la source X et la source 2MASS seraient associées, il est possible que l'émission observée soit due à un AGN de type HBL. Ce scénario ne nécessite pas forcément la présence de variabilité en rayons X ou gamma. De plus amples données au GeV avec le satellite Fermi pourraient permettre de contraindre davantage ce scénario.

Malgré les investigations réalisées pour chaque scénario considéré, nous n'avons pu écarter que deux scénarios. Des observations multi-longueurs d'onde supplémentaires, notamment en rayons X et au GeV, pourraient néanmoins aider à contraindre certains scénarios. À ce jour, la nature de cette source reste donc inconnue.

Conclusion

L'astronomie gamma, discipline en plein essor, va désormais plus loin que son objectif historique, à savoir rechercher indirectement les sites d'accélération des rayons cosmiques. En effet, depuis quelques années, la communauté scientifique dispose de moyens instrumentaux sans précédent permettant d'observer les sources émettant en rayons gamma. Ces progrès technologiques ont permis de découvrir à ce jour près de 2000 sources au GeV et plus d'une centaine émettant au TeV, ouvrant la voie à l'étude des sources en tant que telles afin de comprendre les mécanismes à l'oeuvre dans les objets individuels ainsi qu'au travers d'études de population. Les modèles théoriques peuvent à présent être confrontés aux observations, tant sur le plan de l'accélération des rayons cosmiques que sur l'évolution dynamique d'objets particuliers comme les vestiges de supernovae.

Le réseau de télescopes H.E.S.S., utilisant la technique d'imagerie Tcherenkov, est le plus performant de sa génération. Sa situation idéale dans l'hémisphère sud et la stratégie d'observation systématique du plan galactique ont en effet permis de découvrir de nombreuses sources gamma au sein de notre galaxie. En outre, ces sources présentent une remarquable diversité, conduisant à de multiples possibilités d'investigation. L'ajout d'un cinquième télescope au réseau, finalisé en juillet 2012 avec sa première lumière officielle, va permettre d'abaisser le seuil accessible en énergie. Cette avancée va permettre de mieux comprendre les sources déjà répertoriées, offrir un accès à de nouveaux objets, et ainsi augmenter son potentiel de découverte.

Dans cette course à la performance, que ce soit dans le but de découvrir de nouvelles sources ou de réaliser des analyses plus fines afin de mieux contraindre les modèles théoriques, il est indispensable de bien maîtriser notre instrument et d'exploiter au maximum ses possibilités. C'est dans ce but que de nouvelles techniques d'analyse ont été développées durant cette thèse.

Tout d'abord, la recherche systématique de sources gamma dans le plan galactique a conduit au développement d'outils automatisés permettant de repérer les points chauds présentant un signal au-delà d'un certain seuil en significativité. Puis cet outil a été appliqué à la définition de régions présentant un signal dans un champ de vue donné afin de mieux soustraire le bruit de fond. Cela permet de réaliser des analyses plus rigoureuses et d'augmenter la significativité des sources faibles. L'application de cet outil à toutes les régions du plan galactique observées par H.E.S.S. pourra conduire à de nouvelles découvertes de points chauds grâce à la meilleure soustraction du bruit de fond obtenue.

Ensuite, une méthode combinant différentes techniques de reconstruction a été développée afin d'améliorer la résolution angulaire de l'instrument sans diminuer la statistique des événements observés. Cette méthode tire parti des avantages de plusieurs techniques déjà existantes en les utilisant judicieusement en fonction des caractéristiques des événements détectés. Des progrès peuvent encore être réalisés dans ce sens mais l'amélioration de la résolution angulaire

obtenue est déjà concluante, cette méthode permettant notamment de gagner en sensibilité sur les sources faibles. Une meilleure résolution angulaire permet également de gagner en précision sur les sources brillantes et de réaliser des analyses morphologiques et spectrales plus détaillées, mais cela n'a pas été appliqué durant cette thèse, plus orientée vers la détection de nouvelles sources très faibles.

Les techniques développées ont été appliquées à la recherche de nouvelles sources et ont permis d'établir la détection de la source HESS J1832-092. Cette source est potentiellement associée au reste de supernova G22.7-0.2 et à un nuage moléculaire qui serait la cible de rayons cosmiques accélérés dans le SNR. Mais d'autres scénarios ont été envisagés et étudiés, notamment après la découverte d'une source ponctuelle en rayons X, qui pourrait être un pulsar assez énergétique pour former une nébuleuse émettant en rayons gamma, ou encore faire partie d'un système binaire. Dans le cadre de l'étude de cette source particulière présentant diverses contreparties multi-longueurs d'onde, des considérations énergétiques ont permis de contraindre certains modèles théoriques considérés. La nature de cette source reste néanmoins non identifiée pour le moment. Son identification nécessiterait de plus amples observations en rayons X afin de déterminer si la source X découverte présente une variabilité ou non.

Le travail réalisé sur l'amélioration de l'analyse est en continuelle progression et pourra être perfectionné et étendu à toutes les données disponibles en vue de rechercher de nouvelles sources ou de mieux contraindre les prédictions théoriques sur les sources déjà connues. Cette thèse a permis de démontrer la faisabilité et l'intérêt d'une telle amélioration, prouvant que les limites instrumentales peuvent être repoussées grâce à des méthodes d'analyses toujours plus raffinées.

Les modèles d'accélération dans les pulsars

Comme on l'a vu dans la section 2.1, les pulsars sont de bons candidats pour l'accélération de particules par un champ électrique, mais la zone responsable de l'accélération n'est pas clairement déterminée.

Un dipôle magnétique en rotation induit un champ électrique parallèle et perpendiculaire aux lignes de champ. Dans le cas d'un pulsar, la force électrique parallèle au champ magnétique est supérieure de plusieurs ordres de grandeur à la force gravitationnelle. Par conséquent, des charges vont être arrachées à la surface de l'étoile et remplir la magnétosphère qui ne peut pas être vide. Cependant, si la densité dans la magnétosphère atteint la valeur limite dite de Goldreich-Julian donnée par [Goldreich 1969] :

$$\rho_{GJ} \simeq -\frac{\Omega \cdot B}{2\pi c} \quad (\text{A.1})$$

alors le champ électrique parallèle à \vec{B} disparaît. Cette limite correspond à la solution "force-free" pour laquelle les charges et le champ magnétique sont en co-rotation avec le pulsar. L'accélération de particules ne fonctionne pas dans ce cas et ni dans le cas où la magnétosphère est vide. La réalité doit donc se situer quelque part entre ces deux extrêmes [Harding 2007]. Les principaux modèles évoqués pour expliquer l'accélération près des pulsars sont ceux des calottes polaires, cavité à fentes et cavité externe. Les sites d'accélération correspondants sont schématisés sur la figure A.1.

A.1 Polar Cap

Ce modèle, proposé par [Sturrock 1971] puis par [Ruderman 1975] suppose que l'accélération des particules a lieu très près du pulsar, au niveau de ses pôles magnétiques. La dimension d'une calotte polaire est donnée par [Lorimer 2004] :

$$R_{cal} \simeq R \sqrt{\frac{R}{r_L}} \simeq 145 \left(\frac{P}{1 \text{ s}} \right)^{-1/2} \text{ m} \quad (\text{A.2})$$

où R est le rayon du pulsar et r_L le rayon de Larmor des particules.

L'accélération des particules a lieu sur quelques rayons stellaires au-dessus de cette calotte, le long des lignes de champ ouvertes. Les modèles de calotte polaire sont divisés en deux

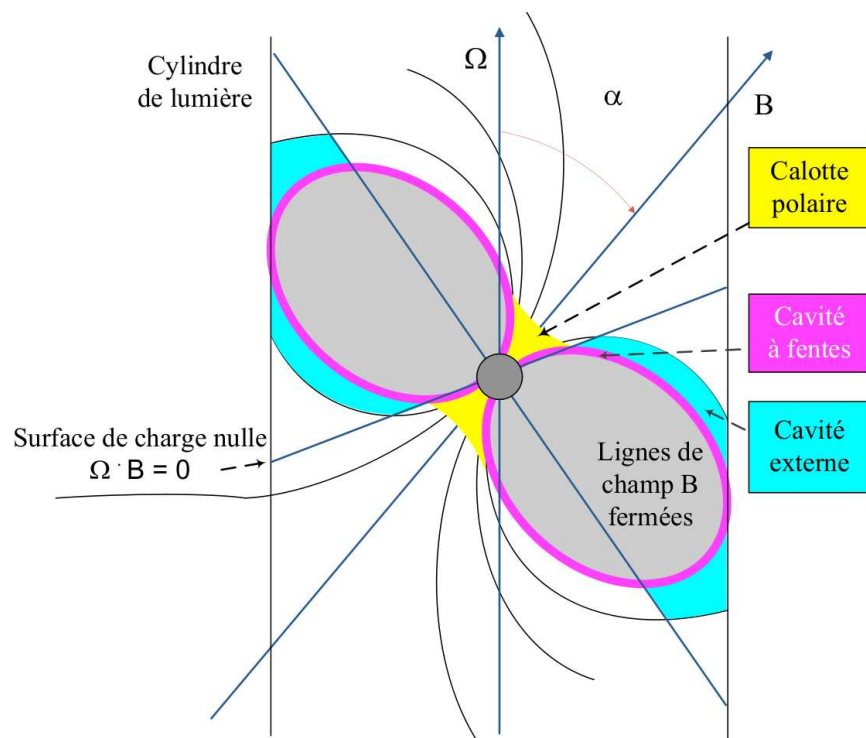


FIGURE A.1 – Schéma de la magnétosphère des pulsars représentant les différentes zones d'accélération correspondant aux modèles de calotte polaire (Polar cap) en jaune, cavité à fentes (Slot gap) en rose et cavité externe (Outer Gap) en bleu. Crédit : A. Harding.

grandes familles dépendant de l’approvisionnement en particules chargées, qui va être différent en fonction de la température de surface du pulsar considéré.

Les particules chargées (électrons ou ions) à la surface du pulsar sont soumises à des forces de cohésion dues à la structure particulière du fort champ magnétique. Les particules vont donc rester piégées dans la surface si leur température d’émission thermo-ionique $T_{e,i}$ est inférieure à la température de surface T_s de l’étoile à neutrons. La température d’émission thermo-ionique est donnée par [Usov 1995] :

$$T_e \simeq 3.7 \times 10^5 \left(\frac{Z}{26} \right)^{0.8} \left(\frac{B_0}{10^{12} \text{ G}} \right)^{0.4} \text{ K} \quad (\text{A.3})$$

pour les électrons et

$$T_i \simeq 3.5 \times 10^5 \left(\frac{B_0}{10^{12} \text{ G}} \right)^{0.73} \text{ K} \quad (\text{A.4})$$

pour les ions, où B_0 est la valeur du champ magnétique à la surface du pulsar et Z le numéro atomique de la matière en surface. Les deux grands modèles d’approvisionnement en particules chargées sont :

- le modèle à cavité vide (*Vacuum Gap*), pour lequel on a $T_s < T_{e,i}$, les charges sont donc piégées en surface mais le déficit de charges au-dessus de la surface crée un champ électrique $E_{\parallel} \neq 0$ qui permet quand même d’arracher et d’accélérer les particules [Ruderman 1975, Usov 1995],
- le modèle SCLF (*Space Charge Limited Flow*), où on a $T_s > T_{e,i}$, les charges vont donc être expulsées de la surface et s’échapper le long des lignes de champ ouvertes jusqu’à atteindre la densité limite de charge ρ_{GJ} [Arons 1979, Harding 1998].

Les caractéristiques de ces deux modèles au niveau de la surface du pulsar sont résumées dans la table A.1 et illustrées sur la figure A.2.

TABLE A.1 – *Caractéristiques des deux modèles de calotte polaire au niveau de la surface du pulsar.*

SCLF	Vacuum Gap
$T_s > T_{e,i}$	$T_s < T_{e,i}$
$\rho(R) = \rho_{GJ}$	$\rho(R) = 0$
$E_{\parallel}(R) = 0$	$E_{\parallel}(R) \neq 0$

Les températures de surface T_s mesurées sont typiquement comprises entre 0.5×10^6 et 3×10^6 K, par conséquent $T_s > T_{e,i}$ pour les pulsars “normaux” qui ont un champ $B_0 < 10^{13}$ G. Le modèle SCLF semble donc favorisé. Cependant, dans le cas des magnétars qui ont des champs magnétiques très intenses, on peut avoir $T_s < T_{e,i}$ et se placer dans le cadre de la cavité vide [Usov 1995, Zhang 2000].

Au final, dans les deux cas, des particules chargées sont arrachées à la surface puis émettent des photons par rayonnement synchrotron et des gammas par diffusion Compton inverse. Ces rayons gamma vont ensuite créer des paires électron-positron en interagissant avec le champ magnétique très intense. Cette zone est appelée le “front de formation de paires” (ou PFF

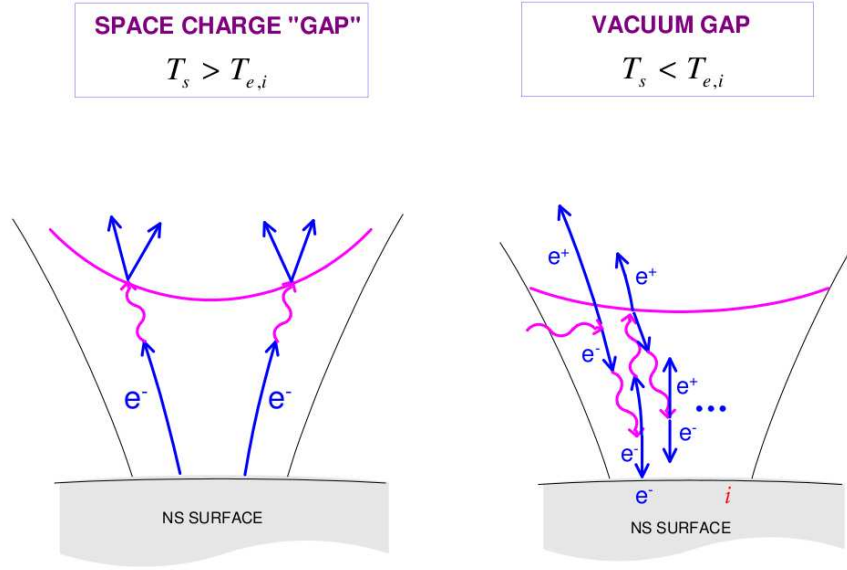


FIGURE A.2 – Illustration des modèles SCLF et Vacuum gap au niveau de la surface de l'étoile à neutrons. Figure issue de [Harding 2007].

pour *Pair Formation Front*) et présente donc une opacité gamma élevée à cause des cascades de paires ainsi créées. Au-delà de la zone de PFF, le champ électrique E_{\parallel} est écranté et vaut 0, les particules chargées qui s'échappent de la PFF ne peuvent donc pas être ré-accélérées au-delà de cette zone [Harding 2007].

A.2 Slot Gap et caustiques à deux pôles

Le modèle dit “à fentes” (*Slot Gap*) [Arons 1983, Muslimov 2003] a été élaboré à la suite de la théorie de création de paires du modèle Polar cap. Il se base sur le fait que les bords de la calotte polaire constituent une surface parfaitement conductrice, impliquant $E_{\parallel} = 0$. Le champ électrique près du bord est donc moins intense que celui au niveau du pôle et les particules chargées au niveau des bords doivent être accélérées sur une plus grande distance pour pouvoir émettre des gammas suffisamment énergétiques pour produire à leur tour des cascades de paires. Par conséquent, la surface du PFF est courbée au niveau des bords de la calotte, comme schématisé sur la figure A.3. Il existe donc une fente entre le PFF et les dernières lignes de champ ouvertes dans laquelle les particules peuvent être accélérées à haute altitude [Harding 2005].

Le modèle des caustiques à deux pôles, basé sur des considérations purement géométriques, a été proposé par [Dyks 2003]. Il suppose que l'accélération des particules a lieu depuis la surface de l'étoile à neutrons jusqu'au cylindre de lumière, similairement au modèle à fentes.

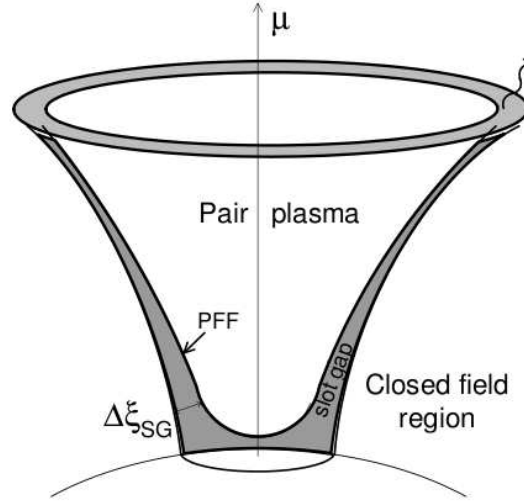


FIGURE A.3 – *Illustration de la courbure du front de création de paires et de la fente (slot gap) entre le PFF et les dernières lignes de champ ouvertes dans laquelle les particules peuvent être accélérées. Figure issue de [Harding 2005].*

Les profils d'émission des pulsars gamma observés correspondent bien à la prédiction du modèle (rayonnement des particules chargées depuis la surface du pulsar jusqu'à haute altitude).

A.3 Outer Gap

Ces modèles, proposés par [Cheng 1986, Romani 1996], supposent que l'accélération a lieu dans la cavité externe des pulsars. Ils se basent sur la séparation des charges positives et négatives dans la magnétosphère en fonction du signe de $\vec{\Omega} \cdot \vec{B}$ comme dans le modèle de [Goldreich 1969]. Ainsi, des cavités pauvres en charges peuvent se former entre la surface de charge nulle (définie par $\vec{\Omega} \cdot \vec{B} = 0$) et le cylindre de lumière. Un fort champ électrique E_{\parallel} peut apparaître dans ces régions et permettre l'accélération de particules chargées. Celles-ci vont ensuite émettre des gammas qui vont à leur tour former des paires e^+/e^- par interaction avec des photons X thermiques émis par le pulsar. Il s'ensuit donc des cascades de paires qui vont aussi être accélérées, etc. Certaines particules chargées accélérées vont pouvoir s'échapper à travers le cylindre de lumière vers le milieu interstellaire et former la nébuleuse du pulsar. Le peuplement de la cavité en particules chargées va écranter le champ E_{\parallel} et limiter la région d'accélération, dont la taille reste donc constante.

Observation des nuages moléculaires

B.1 Mesure de la raie du ^{13}CO

La raie rotationnelle J=1-0 du ^{13}CO est utilisée comme traceur des nuages moléculaires denses situés dans la galaxie.

Dans cette thèse, on utilise les données ^{13}CO prises par le télescope du FCRAO (Five College Radio Astronomy Observatory) lors du GRS (Galactic Ring Survey) qui sont accessibles librement sur leur site¹ [Jackson 2006]. Elles se présentent sous la forme d'un cube (l , b , v_R) autour d'une longitude l et d'une latitude b donnée et indiquent la température d'antenne $T_A(l, b, v_R)$ mesurée par les télescopes radio à une vitesse radiale v_R donnée. Cette température T_A correspond à l'intensité de la raie et est donc directement liée à la densité du nuage, que l'on peut déterminer à l'aide de la largeur du pic et de facteurs de calibration [Simon 2001]. On peut ensuite en déduire la masse du nuage grâce à des considérations de distance et de taille angulaire. Un exemple de calcul de ces quantités est détaillé au chapitre 9 sur des nuages moléculaires en coïncidence spatiale avec la source HESS J1832-092.

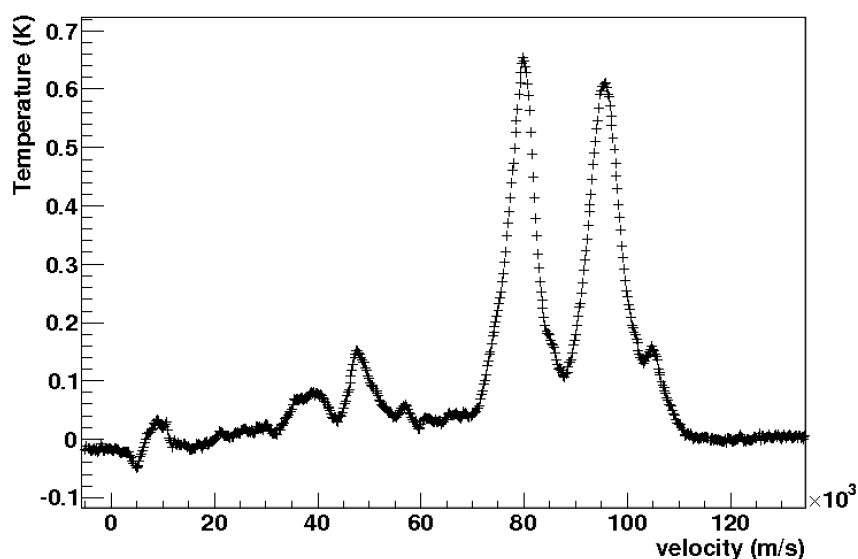


FIGURE B.1 – Exemple de température d'antenne en fonction de la vitesse radiale observée lors du GRS [Jackson 2006] dans la région du ciel autour du plan galactique à 30° de longitude.

1. <http://www.bu.edu/galacticring>

Un exemple de température d'antenne mesurée en fonction de v_R autour d'une position (l, b) donnée est montré sur la figure B.1. Notons qu'une des difficultés pour l'analyse de ces données réside dans le fait que sur la ligne de visée de la source étudiée sont observés plusieurs pics plus ou moins intenses de CO correspondant à différentes vitesses radiales. Il faut donc tout d'abord être capable d'associer la source à un pic donné à l'aide de considérations de distances ou de coïncidences spatiales. Ensuite, à une vitesse radiale donnée, deux distances sont possibles comme nous allons le voir par la suite.

B.2 Le modèle de rotation de la Galaxie

Les mesures de raies rotationnelles de molécules comme le ^{13}CO permettent de tracer la présence de nuages moléculaires. Or ce sont des mesures d'intensité de température d'antenne en fonction de la vitesse des nuages par rapport à un observateur situé sur Terre (appelée vitesse radiale et notée V_r sur la figure B.2). Afin de relier cette vitesse à la distance par rapport à l'observateur il est donc nécessaire de modéliser la rotation de notre Galaxie. Pour cela, on fait l'hypothèse que la Galaxie est un disque et que les objets présents sur ce disque ont des orbites parfaitement circulaires, comme représenté sur la figure B.2. On suppose de plus que tous les objets situés sur une orbite donnée ont la même vitesse de rotation.

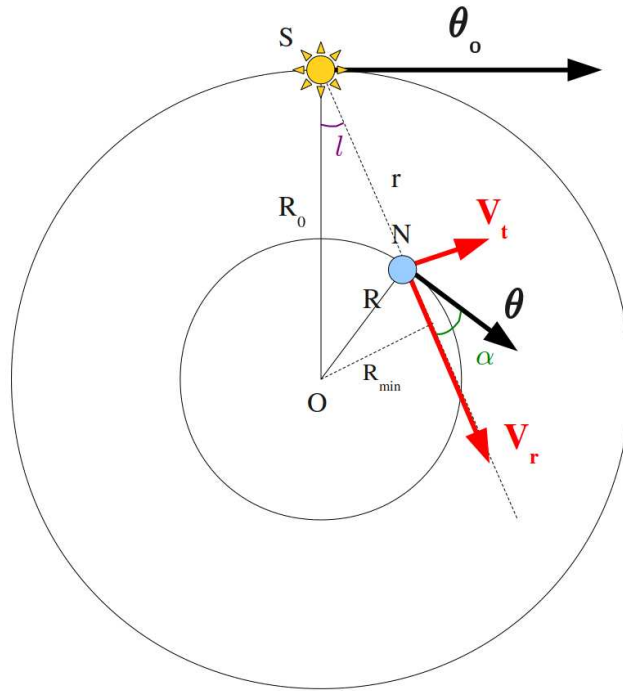


FIGURE B.2 – Schématisation du mouvement du Soleil (S) et d'un nuage moléculaire (N) dans le disque galactique de centre O . Les distances de S et N par rapport au centre de la Galaxie sont notées R_0 et R respectivement et leurs vitesses de rotation θ_0 et θ . La distance SN est notée r , V_r et V_t désignent les vitesses radiales et transverses du nuage N . La longitude du nuage est notée l et l'angle entre la vitesse angulaire du nuage et sa vitesse radiale est appelé α .

On considère le soleil S à la distance R_0 du centre galactique et se déplaçant à la vitesse de rotation θ_0 ainsi qu'un nuage moléculaire N à distance R avec une vitesse de rotation θ . Les vitesses angulaires de ces objets sont données par $w_0 = \theta_0/R_0$ et $w = \theta/R$. On va à présent relier les vitesses radiales et transverses aux vitesses angulaires du Soleil et du nuage à l'aide de considérations géométriques.

Les vitesses radiales et tangentielles du nuage projetées sur la base $(\vec{\theta}, \vec{\theta}_0)$ s'expriment comme :

$$V_r = \theta \times \cos \alpha - \theta_0 \times \sin l \quad (\text{B.1})$$

$$V_t = \theta \times \sin \alpha - \theta_0 \times \cos l \quad (\text{B.2})$$

En remplaçant les vitesses de rotations on obtient :

$$V_r = R w \times \cos \alpha - R_0 w_0 \times \sin l \quad (\text{B.3})$$

$$V_t = R w \times \sin \alpha - R_0 w_0 \times \cos l \quad (\text{B.4})$$

On remarque également qu'on a :

$$R \cos \alpha = R_0 \sin l \quad (\text{B.5})$$

$$R \sin \alpha = R_0 \cos l - r \quad (\text{B.6})$$

En remplaçant dans les équations B.3 et B.4, il vient :

$$V_r = (w - w_0) R_0 \sin l \quad (\text{B.7})$$

$$V_t = (w - w_0) R \cos l - w r \quad (\text{B.8})$$

En effectuant un développement de $w(R)$ au voisinage de R_0 , on obtient :

$$V_r = A r \sin 2l \quad (\text{B.9})$$

$$V_t = A r \cos 2l + B r \quad (\text{B.10})$$

Ces équations sont appelées les formules de Oort, du nom de l'astronome néerlandais Jan Oort qui a travaillé sur le problème de la rotation de la Galaxie [Oort 1927]. Elles permettent de relier simplement la vitesse radiale mesurée à la distance à l'objet. A et B sont appelées les constantes de Oort.

Les paramètres R_0 et θ_0 ne sont pas connus précisément et deux couples de valeurs sont généralement considérés, avec les constantes de Oort associées [Clemens 1985] :

- pour $(R_0, \theta_0) = (8.5 \text{ kpc}, 220 \text{ km s}^{-1})$, on a $A = 17.68 \pm 0.03 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ et $B = -8.08 \pm 0.03 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$,
- pour $(R_0, \theta_0) = (10 \text{ kpc}, 250 \text{ km s}^{-1})$, on a $A = 14.71 \pm 0.02 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ et $B = -10.27 \pm 0.02 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$.

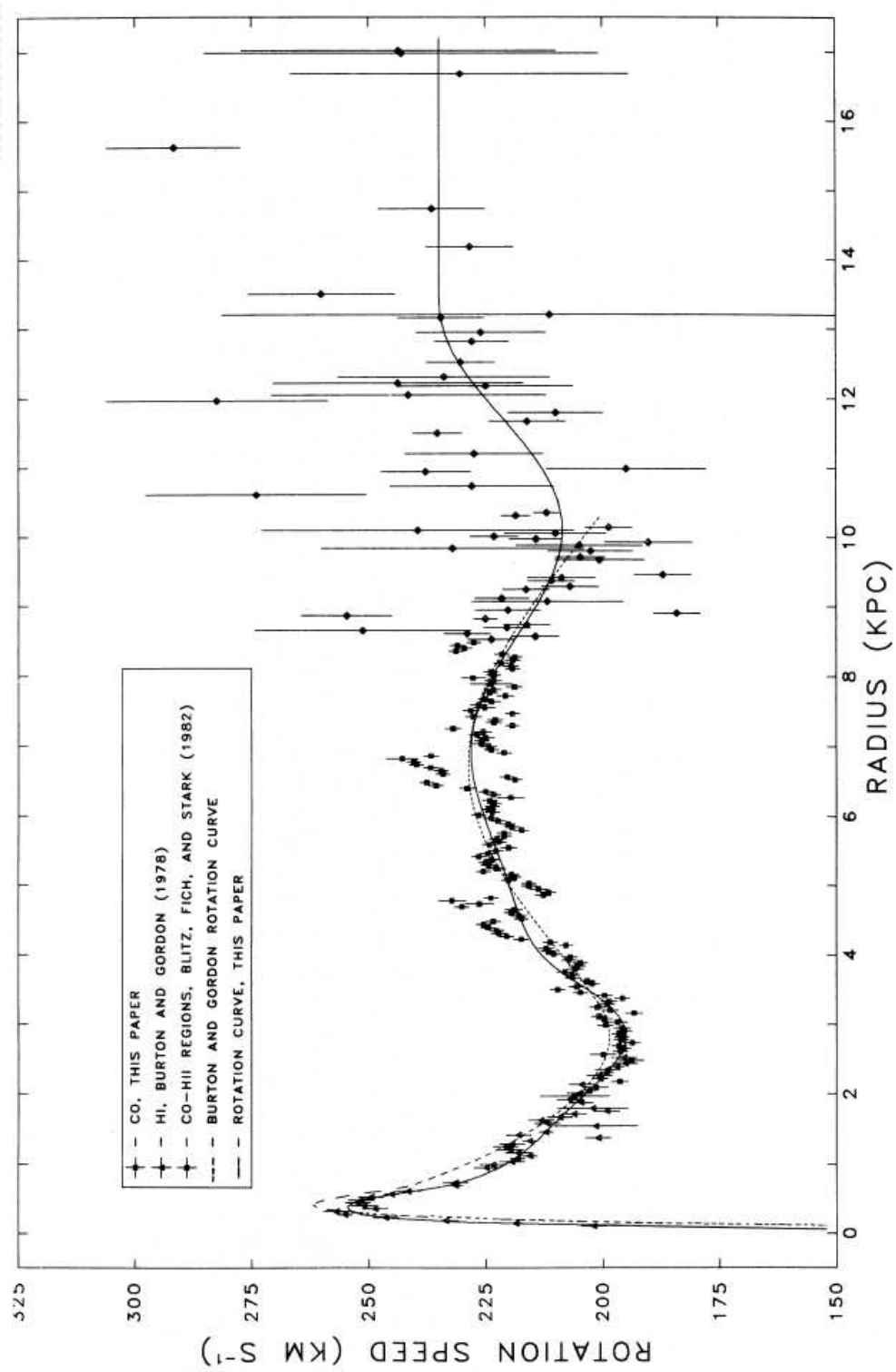


FIGURE B.3 – Courbe de rotation galactique mesurée par [Clemens 1985] et approximée à l'aide d'une fonction polynomiale.

Il est possible de modéliser la courbe de rotation de la Galaxie à l'aide d'une fonction polynomiale, comme l'a fait [Clemens 1985] par exemple. La courbe obtenue est représentée sur la figure B.3.

En outre, on voit simplement sur le schéma B.2 que pour une vitesse de rotation et une longitude données, deux distances par rapport à l'observateur (S) sont possibles. Il en va de même pour une vitesse radiale donnée à laquelle deux distances peuvent correspondre, dénommées distance proche et distance lointaine (par rapport à l'observateur sur Terre). La figure B.4 illustre cet effet à 22° de longitude et en utilisant la courbe de rotation galactique mesurée et modélisée par [Clemens 1985]. Dans le cas d'un nuage moléculaire, on peut ensuite éventuellement trancher entre ces distances en les confrontant avec d'autres données disponibles le long de la ligne de visée, grâce à des coïncidences spatiales par exemple.

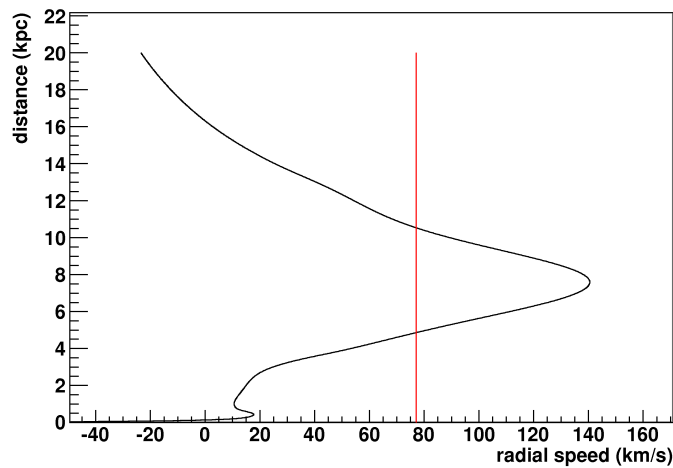


FIGURE B.4 – Exemple de distances obtenues en fonction de la vitesse radiale dans le plan galactique à 22° de longitude en utilisant le modèle de [Clemens 1985]. On voit qu'à une vitesse donnée correspondent une ou plusieurs distances possibles.

D'autres modèles de rotation galactique plus récents ont été développés, citons par exemple celui de [Brand 1993] ou encore celui de [Hou 2009], utilisé au chapitre 9. En comparant les distances obtenues avec ces différents modèles on peut estimer l'erreur systématique due au choix d'un modèle donné. Les variations de distances observées peuvent ainsi aller jusqu'à 1 kpc d'un modèle à l'autre.

Bibliographie

- [Abbasi 2009] R. Abbasi et al. *First Neutrino Point-Source Results from the 22 String Icecube Detector*. Astrophysical Journal Letters, vol. 701, pages L47–L51, Août 2009. (Cité en page 15.)
- [Abbasi 2010] R. Abbasi et al. *Measurement of the Anisotropy of Cosmic-ray Arrival Directions with IceCube*. Astrophysical Journal Letters, vol. 718, pages L194–L198, Août 2010. (Cité en page 8.)
- [Abdo 2007] A. A. Abdo et al. *TeV Gamma-Ray Sources from a Survey of the Galactic Plane with Milagro*. Astrophysical Journal Letters, vol. 664, pages L91–L94, Août 2007. (Cité en page 103.)
- [Abdo 2009a] A. A. Abdo et al. *The Large-Scale Cosmic-Ray Anisotropy as Observed with Milagro*. Astrophysical Journal, vol. 698, pages 2121–2130, Juin 2009. (Cité en page 8.)
- [Abdo 2009b] A. A. Abdo et al. pour la collaboration Fermi. *Detection of 16 Gamma-Ray Pulsars Through Blind Frequency Searches Using the Fermi LAT*. Science, vol. 325, pages 840–, Août 2009. (Cité en page 66.)
- [Abdo 2009c] A. A. Abdo et al. pour la collaboration Fermi. *Fermi/LAT observations of LS 5039*. Astrophysical Journal Letters, vol. 706, pages L56–L61, Novembre 2009. (Cité en page 79.)
- [Abdo 2010a] A. A. Abdo et al pour la collaboration Fermi. *Fermi Large Area Telescope Constraints on the Gamma-ray Opacity of the Universe*. Astrophysical Journal, vol. 723, pages 1082–1096, Novembre 2010. (Cité en page 86.)
- [Abdo 2010b] A. A. Abdo et al. pour la collaboration Fermi. *Fermi Large Area Telescope Observations of the Crab Pulsar And Nebula*. Astrophysical Journal, vol. 708, pages 1254–1267, Janvier 2010. (Cité en pages 74, 75 et 76.)
- [Abdo 2011] A. A. Abdo et al. pour la collaboration Fermi. *Gamma-Ray Flares from the Crab Nebula*. Science, vol. 331, pages 739–, Février 2011. (Cité en pages 75 et 77.)
- [Abraham 2004] J. Abraham et al. *Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 523, pages 50–95, Mai 2004. (Cité en page 15.)
- [Abraham 2008] J. Abraham et al. *Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above 4.10^{19} eV*. Physical Review Letters, vol. 101, no. 6, page 061101, Août 2008. (Cité en pages 8 et 47.)
- [Abramowski 2010] A. Abramowski et al. pour la collaboration H.E.S.S. *VHE γ -ray emission of PKS 2155-304 : spectral and temporal variability*. Astronomy and Astrophysics, vol. 520, page A83, Septembre 2010. (Cité en pages 86 et 206.)
- [Abramowski 2011a] A. Abramowski et al. pour la collaboration H.E.S.S. *A new SNR with TeV shell-type morphology : HESS J1731-347*. Astronomy and Astrophysics, vol. 531, page A81, Juillet 2011. (Cité en page 61.)

- [Abramowski 2011b] A. Abramowski et al. pour la collaboration H.E.S.S. *Search for a Dark Matter Annihilation Signal from the Galactic Center Halo with H.E.S.S.* Physical Review Letters, vol. 106, no. 16, page 161301, Avril 2011. (Cité en page 81.)
- [Abramowski 2011c] A. Abramowski et al. pour la collaboration H.E.S.S. *Search for Lorentz Invariance breaking with a likelihood fit of the PKS 2155-304 flare data taken on MJD 53944.* Astroparticle Physics, vol. 34, pages 738–747, Avril 2011. (Cité en page 86.)
- [Abramowski 2012a] A. Abramowski et al pour la collaboration H.E.S.S. *Measurement of the extragalactic background light imprint on the spectra of the brightest blazars observed by H.E.S.S.* Astronomy and Astrophysics, 2012. (Cité en page 86.)
- [Abramowski 2012b] A. Abramowski et al. pour la collaboration H.E.S.S. *Spectral analysis and interpretation of the gamma-ray emission from the Starburst galaxy NGC 253.* ArXiv e-prints, Mai 2012. (Cité en page 90.)
- [Abramowski 2012c] A. Abramowski et al. pour la collaboration H.E.S.S. *The 2010 Very High Energy γ -Ray Flare and 10 Years of Multi-wavelength Observations of M 87.* Astrophysical Journal, vol. 746, page 151, Février 2012. (Cité en page 88.)
- [Acciari 2009a] V. A. Acciari et al. *Evidence for Long-Term Gamma-Ray and X-Ray Variability from the Unidentified TeV Source HESS J0632+057.* Astrophysical Journal Letters, vol. 698, pages L94–L97, Juin 2009. (Cité en page 78.)
- [Acciari 2009b] V. A. Acciari et al. *Multiwavelength Observations of LS I +61 303 with Veritas, Swift, and RXTE.* Astrophysical Journal, vol. 700, pages 1034–1041, Août 2009. (Cité en page 78.)
- [Acciari 2009c] V. A. Acciari et al. pour la collaboration VERITAS. *A connection between star formation activity and cosmic rays in the starburst galaxy M82.* Nature, vol. 462, pages 770–772, Décembre 2009. (Cité en page 89.)
- [Acero 2009] F. Acero et al. pour la collaboration H.E.S.S. *Detection of Gamma Rays from a Starburst Galaxy.* Science, vol. 326, pages 1080–, Novembre 2009. (Cité en page 89.)
- [Acero 2010] F. Acero et al. pour la collaboration H.E.S.S. *Localizing the VHE γ -ray source at the Galactic Centre.* Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 402, pages 1877–1882, Mars 2010. (Cité en page 81.)
- [Achterberg 2001] A. Achterberg, Y. A. Gallant, J. G. Kirk et A. W. Guthmann. *Particle acceleration by ultrarelativistic shocks : theory and simulations.* Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 328, pages 393–408, Décembre 2001. (Cité en page 30.)
- [Ackermann 2010] M. Ackermann et al. pour la collaboration Fermi. *Fermi LAT observations of cosmic-ray electrons from 7 GeV to 1 TeV.* Physical Review D, vol. 82, no. 9, page 092004, Novembre 2010. (Cité en page 11.)
- [Actis 2011] M. Actis et al. pour la collaboration CTA. *Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA : an advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy.* Experimental Astronomy, vol. 32, pages 193–316, Décembre 2011. (Cité en page 118.)
- [Adriani 2009] O. Adriani et al. *An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV.* Nature, vol. 458, pages 607–609, Avril 2009. (Cité en pages 10 et 11.)

- [Adriani 2011] O. Adriani et al. *Cosmic-Ray Electron Flux Measured by the PAMELA Experiment between 1 and 625 GeV*. Physical Review Letters, vol. 106, no. 20, page 201101, Mai 2011. (Cité en pages 11 et 12.)
- [Ageron 2011] M. Ageron et al. *ANTARES : The first undersea neutrino telescope*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 656, pages 11–38, Novembre 2011. (Cité en page 15.)
- [Aharonian 1991] F. A. Aharonian et A. M. Atoyan. *Cosmic ray positrons connected with galactic gamma radiation of high and very high energies*. Journal of Physics G Nuclear Physics, vol. 17, pages 1769–1778, Novembre 1991. (Cité en page 13.)
- [Aharonian 1995] F. A. Aharonian, A. M. Atoyan et H. J. Voelk. *High energy electrons and positrons in cosmic rays as an indicator of the existence of a nearby cosmic tevatron*. Astronomy and Astrophysics, vol. 294, pages L41–L44, Février 1995. (Cité en page 13.)
- [Aharonian 2000] F. A. Aharonian et A. M. Atoyan. *Broad-band diffuse gamma ray emission of the galactic disk*. Astronomy and Astrophysics, vol. 362, pages 937–952, Octobre 2000. (Cité en pages 45, 46 et 83.)
- [Aharonian 2003] F. Aharonian et al. *Is the giant radio galaxy M 87 a TeV gamma-ray emitter ?* Astronomy and Astrophysics, vol. 403, pages L1–L5, Mai 2003. (Cité en page 88.)
- [Aharonian 2005a] F. Aharonian et al pour la collaboration H.E.S.S. *A New Population of Very High Energy Gamma-Ray Sources in the Milky Way*. Science, vol. 307, pages 1938–1942, Mars 2005. (Cité en page 159.)
- [Aharonian 2005b] F. Aharonian et al. pour la collaboration H.E.S.S. *Discovery of the binary pulsar PSR B1259-63 in very-high-energy gamma rays around periastron with HESS*. Astronomy and Astrophysics, vol. 442, pages 1–10, Octobre 2005. (Cité en page 78.)
- [Aharonian 2006a] F. Aharonian et al. pour la collaboration H.E.S.S. *3.9 day orbital modulation in the TeV γ -ray flux and spectrum from the X-ray binary LS 5039*. Astronomy and Astrophysics, vol. 460, pages 743–749, Décembre 2006. (Cité en pages 78, 79 et 80.)
- [Aharonian 2006b] F. Aharonian et al. pour la collaboration H.E.S.S. *Discovery of very-high-energy γ -rays from the Galactic Centre ridge*. Nature, vol. 439, pages 695–698, Février 2006. (Cité en pages 81 et 179.)
- [Aharonian 2006c] F. Aharonian et al. pour la collaboration H.E.S.S. *Observations of the Crab nebula with HESS*. Astronomy and Astrophysics, vol. 457, pages 899–915, Octobre 2006. (Cité en pages 74, 124, 129, 145, 155 et 225.)
- [Aharonian 2006d] F. Aharonian et al. pour la collaboration H.E.S.S. *The H.E.S.S. Survey of the Inner Galaxy in Very High Energy Gamma Rays*. Astrophysical Journal, vol. 636, pages 777–797, Janvier 2006. (Cité en pages 159, 172, 211 et 231.)
- [Aharonian 2007a] F. Aharonian et al pour la collaboration H.E.S.S. *An Exceptional Very High Energy Gamma-Ray Flare of PKS 2155-304*. Astrophysical Journal Letters, vol. 664, pages L71–L74, Août 2007. (Cité en page 86.)
- [Aharonian 2007b] F. Aharonian et al. pour la collaboration H.E.S.S. *Discovery of two candidate pulsar wind nebulae in very-high-energy gamma rays*. Astronomy and Astrophysics, vol. 472, pages 489–495, Septembre 2007. (Cité en page 175.)

- [Aharonian 2007c] F. A. Aharonian et al. *Discovery of a point-like very-high-energy γ -ray source in Monoceros*. Astronomy and Astrophysics, vol. 469, pages L1–L4, Juillet 2007. (Cité en page 78.)
- [Aharonian 2008a] F. Aharonian et al. pour la collaboration H.E.S.S. *Discovery of very high energy gamma-ray emission coincident with molecular clouds in the W 28 (G6.4-0.1) field*. Astronomy and Astrophysics, vol. 481, pages 401–410, Avril 2008. (Cité en page 172.)
- [Aharonian 2008b] F. Aharonian et al. pour la collaboration H.E.S.S. *Energy Spectrum of Cosmic-Ray Electrons at TeV Energies*. Physical Review Letters, vol. 101, no. 26, page 261104, Décembre 2008. (Cité en page 11.)
- [Aharonian 2009a] F. Aharonian et al. *Simultaneous Observations of PKS 2155-304 with HESS, Fermi, RXTE, and Atom : Spectral Energy Distributions and Variability in a Low State*. Astrophysical Journal Letters, vol. 696, pages L150–L155, Mai 2009. (Cité en pages 86 et 87.)
- [Aharonian 2009b] F. Aharonian et al. pour la collaboration H.E.S.S. *Discovery of Very High Energy γ -Ray Emission from Centaurus a with H.E.S.S.* Astrophysical Journal Letters, vol. 695, pages L40–L44, Avril 2009. (Cité en page 89.)
- [Akujor 1987] C. E. Akujor. *Does apparent spatial coincidence of pulsars and supernovae mean generic association ?* Astrophysics and Space Science, vol. 135, pages 187–190, Juillet 1987. (Cité en page 248.)
- [Albert 2006] J. Albert et al. pour la collaboration MAGIC. *Observation of Gamma Rays from the Galactic Center with the MAGIC Telescope*. Astrophysical Journal Letters, vol. 638, pages L101–L104, Février 2006. (Cité en page 81.)
- [Albert 2009] J. Albert et al. pour la collaboration MAGIC. *Periodic Very High Energy γ -Ray Emission from LS I +61 303 Observed with the MAGIC Telescope*. Astrophysical Journal, vol. 693, pages 303–310, Mars 2009. (Cité en page 78.)
- [Aleksi  2011a] J. Aleksi  et al. *MAGIC Observations and multiwavelength properties of the quasar 3C 279 in 2007 and 2009*. Astronomy and Astrophysics, vol. 530, page A4, Juin 2011. (Cité en page 84.)
- [Aleksi  2011b] J. Aleksi  et al. pour la collaboration MAGIC. *Observations of the Crab Pulsar between 25 and 100 GeV with the MAGIC I Telescope*. Astrophysical Journal, vol. 742, page 43, Novembre 2011. (Cité en page 75.)
- [Aleksi  2012] J. Aleksi  et al pour la collaboration MAGIC. *Performance of the MAGIC stereo system obtained with Crab Nebula data*. Astroparticle Physics, vol. 35, pages 435–448, Février 2012. (Cité en page 109.)
- [Aliu 2011] E. Aliu et al. pour la collaboration VERITAS. *Detection of Pulsed Gamma Rays Above 100 GeV from the Crab Pulsar*. Science, vol. 334, pages 69–, Octobre 2011. (Cité en pages 19 et 75.)
- [Allen 1973] C. W. Allen. Astrophysical quantities. 1973. (Cité en page 231.)

- [Amato 2003] E. Amato, D. Guetta et P. Blasi. *Signatures of high energy protons in pulsar winds*. Astronomy and Astrophysics, vol. 402, pages 827–836, Mai 2003. (Cité en page 68.)
- [Amenomori 2009] M. Amenomori et al. *Multi-TeV Gamma-Ray Observation from the Crab Nebula Using the Tibet-III Air Shower Array Finely Tuned by the Cosmic Ray Moon's Shadow*. Astrophysical Journal, vol. 692, pages 61–72, Février 2009. (Cité en page 104.)
- [Ardouin 2005] D. Ardouin et al. *Radio-detection signature of high-energy cosmic rays by the CODALEMA experiment*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 555, pages 148–163, Décembre 2005. (Cité en page 102.)
- [Arons 1979] J. Arons et E. T. Scharlemann. *Pair formation above pulsar polar caps - Structure of the low altitude acceleration zone*. Astrophysical Journal, vol. 231, pages 854–879, Août 1979. (Cité en pages 19 et 259.)
- [Arons 1983] J. Arons. *Pair creation above pulsar polar caps - Geometrical structure and energetics of slot gaps*. Astrophysical Journal, vol. 266, pages 215–241, Mars 1983. (Cité en pages 19 et 260.)
- [Askaryan 1962] G. A. Askaryan. *Excess Negative Charge of the Electron-Photon Shower and Coherent Radiation Originating from It. Radio Recording of Showers under the Ground and on the Moon*. Journal of the Physical Society of Japan Supplement, vol. 17, page C257, 1962. (Cité en page 102.)
- [Atkins 2000] R. Atkins et al pour la collaboration Milagro. *Milagrito, a TeV air-shower array*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 449, pages 478–499, Juillet 2000. (Cité en page 102.)
- [Atkins 2003] R. Atkins et al. *Observation of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula with Milagro Using a New Background Rejection Technique*. Astrophysical Journal, vol. 595, pages 803–811, Octobre 2003. (Cité en page 103.)
- [Atoyan 1995] A. M. Atoyan, F. A. Aharonian et H. J. Völk. *Electrons and positrons in the galactic cosmic rays*. Physical Review D, vol. 52, pages 3265–3275, Septembre 1995. (Cité en page 12.)
- [Atwood 2009] W. B. Atwood et al. *The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission*. Astrophysical Journal, vol. 697, pages 1071–1102, Juin 2009. (Cité en page 97.)
- [Auger 1939] P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin et R. A. Fréon. *Extensive Cosmic-Ray Showers*. Reviews of Modern Physics, vol. 11, pages 288–291, Juillet 1939. (Cité en page 5.)
- [Baade 1934] W. Baade et F. Zwicky. *Cosmic Rays from Super-novae*. Proceedings of the National Academy of Science, vol. 20, pages 259–263, Mai 1934. (Cité en page 5.)
- [Baillon 1993] P. Baillon et al. pour la collaboration THEMISTOCLE. *Gamma ray spectrum of the Crab nebula in the multi TeV region k20*. Astroparticle Physics, vol. 1, pages 341–355, Décembre 1993. (Cité en pages 72 et 107.)

- [Baixeras 2004] C. Baixeras et al. pour la collaboration MAGIC. *Commissioning and first tests of the MAGIC telescope*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 518, pages 188–192, Février 2004. (Cité en page 109.)
- [Becherini 2011] Y. Becherini, A. Djannati-Ataï, V. Marandon, M. Punch et S. Pita. *A new analysis strategy for detection of faint γ -ray sources with Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes*. Astroparticle Physics, vol. 34, pages 858–870, Juillet 2011. (Cité en pages 135, 136, 137 et 138.)
- [Becherini 2012] Y. Becherini, C. Boisson et M. Cerruti. *Discovery of the most distant BL Lacertae at very high energies with H.E.S.S.* In International Symposium on High-Energy Gamma-Ray Astronomy, volume 5 of *International Symposium on High-Energy Gamma-Ray Astronomy*, Juillet 2012. (Cité en page 84.)
- [Bell 1978] A. R. Bell. *The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 182, pages 147–156, Janvier 1978. (Cité en page 29.)
- [Bell 2004] A. R. Bell. *Turbulent amplification of magnetic field and diffusive shock acceleration of cosmic rays*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 353, pages 550–558, Septembre 2004. (Cité en pages 32 et 54.)
- [Berezhko 1999] E. G. Berezhko et D. C. Ellison. *A Simple Model of Nonlinear Diffusive Shock Acceleration*. Astrophysical Journal, vol. 526, pages 385–399, Novembre 1999. (Cité en page 30.)
- [Bernlöhr 2003] K. Bernlöhr et al. pour la collaboration H.E.S.S. *The optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescopes. Part I : layout and components of the system*. Astroparticle Physics, vol. 20, pages 111–128, Novembre 2003. (Cité en pages 111 et 114.)
- [Bethe 1934] H. Bethe et W. Heitler. *On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, vol. 146, no. 856, pages 83–112, 1934. (Cité en page 44.)
- [Bignami 1993] G. F. Bignami, P. A. Caraveo et S. Mereghetti. *The proper motion of Geminga's optical counterpart*. Nature, vol. 361, pages 704–706, Février 1993. (Cité en page 13.)
- [Biller 1999] S. D. Biller et al. *Limits to Quantum Gravity Effects on Energy Dependence of the Speed of Light from Observations of TeV Flares in Active Galaxies*. Physical Review Letters, vol. 83, pages 2108–2111, Septembre 1999. (Cité en page 86.)
- [Bird 2007] A. J. Bird et al. *The Third IBIS/ISGRI Soft Gamma-Ray Survey Catalog*. Astrophysical Journal Supplement, vol. 170, pages 175–186, Mai 2007. (Cité en page 178.)
- [Bitran 1997] M. Bitran, H. Alvarez, L. Bronfman, J. May et P. Thaddeus. *A large scale CO survey of the Galactic center region*. Astronomy and Astrophysics Supplement Series, vol. 125, pages 99–138, Octobre 1997. (Cité en pages 179 et 180.)
- [Blake 1987] G. A. Blake, E. C. Sutton, C. R. Masson et T. G. Phillips. *Molecular abundances in OMC-1 - The chemical composition of interstellar molecular clouds and the influence*

- of massive star formation*. Astrophysical Journal, vol. 315, pages 621–645, Avril 1987. (Cité en page 231.)
- [Blondin 1998] J. M. Blondin, E. B. Wright, K. J. Borkowski et S. P. Reynolds. *Transition to the Radiative Phase in Supernova Remnants*. Astrophysical Journal, vol. 500, page 342, Juin 1998. (Cité en page 53.)
- [Blondin 2001] J. M. Blondin, R. A. Chevalier et D. M. Frierson. *Pulsar Wind Nebulae in Evolved Supernova Remnants*. Astrophysical Journal, vol. 563, pages 806–815, Décembre 2001. (Cité en page 70.)
- [Blumenthal 1970] G. R. Blumenthal et R. J. Gould. *Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases*. Reviews of Modern Physics, vol. 42, pages 237–271, 1970. (Cité en page 37.)
- [Bogdan 1983] T. J. Bogdan et H. J. Volk. *Onion-shell model of cosmic ray acceleration in supernova remnants*. Astronomy and Astrophysics, vol. 122, pages 129–136, Juin 1983. (Cité en page 36.)
- [Bogovalov 1999] S. V. Bogovalov. *On the physics of cold MHD winds from oblique rotators*. Astronomy and Astrophysics, vol. 349, pages 1017–1026, Septembre 1999. (Cité en pages 20 et 21.)
- [Brand 1993] J. Brand et L. Blitz. *The Velocity Field of the Outer Galaxy*. Astronomy and Astrophysics, vol. 275, page 67, Ao t 1993. (Cité en page 267.)
- [Bulanov 1976] S. V. Bulanov et P. V. Sasorov. *Energy spectrum of particles accelerated in the neighborhood of a line of zero magnetic field*. Soviet Astronomy, vol. 19, pages 464–468, Février 1976. (Cité en page 22.)
- [Camus 2009] N. F. Camus, S. S. Komissarov, N. Bucciantini et P. A. Hughes. *Observations of ‘wisps’ in magnetohydrodynamic simulations of the Crab Nebula*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 400, pages 1241–1246, Décembre 2009. (Cité en page 75.)
- [Cao 2011] Z. Cao. *TeV gamma-ray survey of the northern sky using ARGO-YBJ experiment*. In International Cosmic Ray Conference, volume 7 of *International Cosmic Ray Conference*, page 211, 2011. (Cité en page 104.)
- [Cardelli 1989] J. A. Cardelli, G. C. Clayton et J. S. Mathis. *The relationship between IR, optical, and UV extinction*. In L. J. Allamandola et A. G. G. M. Tielens,  diteurs, *Interstellar Dust*, volume 135 of *IAU Symposium*, page 5P, Décembre 1989. (Cité en page 251.)
- [Carrigan 2007] S. Carrigan, J. A. Hinton, W. Hofmann, K. Kosack, T. Lohse et Reimer O. for the H.E.S.S. collaboration. *Establishing a connection between high-power pulsars and very high energy gamma-ray sources*. In ICRC 2007 proceedings, 2007. (Cité en page 248.)
- [Carter 2007] J. A. Carter et A. M. Read. *The XMM-Newton EPIC background and the production of background blank sky event files*. Astronomy and Astrophysics, vol. 464, pages 1155–1166, Mars 2007. (Cité en page 233.)

- [Casares 2005] J. Casares, M. Ribó, I. Ribas, J. M. Paredes, J. Martí et A. Herrero. *A possible black hole in the γ -ray microquasar LS 5039*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 364, pages 899–908, Décembre 2005. (Cité en page 78.)
- [Chandra 2011] P. Chandra et al. *The most distant cosmological explosion*. In F. A. Aharonian, W. Hofmann et F. M. Rieger, éditeurs, American Institute of Physics Conference Series, volume 1381 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 247–254, Septembre 2011. (Cité en page 90.)
- [Chang 2008] J. Chang et al. *An excess of cosmic ray electrons at energies of 300-800 GeV*. Nature, vol. 456, pages 362–365, Novembre 2008. (Cité en page 11.)
- [Chaves 2008] R. C. G. Chaves, E. de Oña Wilhemi et S. Hoppe. *The H.E.S.S. Galactic Plane Survey*. In F. A. Aharonian, W. Hofmann et F. Rieger, éditeurs, American Institute of Physics Conference Series, volume 1085 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 219–222, Décembre 2008. (Cité en page 159.)
- [Cheng 1986] K. S. Cheng, C. Ho et M. Ruderman. *Energetic Radiation from Rapidly Spinning Pulsars. II. VELA and Crab*. Astrophysical Journal, vol. 300, page 522, Janvier 1986. (Cité en pages 19 et 261.)
- [Chevalier 1977] R. A. Chevalier. *The interaction of supernovae with the interstellar medium*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, vol. 15, pages 175–196, 1977. (Cité en pages 59 et 249.)
- [Chevalier 1978] R. A. Chevalier. *Supernova remnants*. American Scientist, vol. 66, pages 712–717, Décembre 1978. (Cité en page 69.)
- [Cioffi 1988] D. F. Cioffi, C. F. McKee et E. Bertschinger. *Dynamics of radiative supernova remnants*. Astrophysical Journal, vol. 334, pages 252–265, Novembre 1988. (Cité en pages 53, 244, 249 et 250.)
- [Cirelli 2009] M. Cirelli, M. Kadastik, M. Raidal et A. Strumia. *Model-independent implications of the e, p cosmic ray spectra on properties of Dark Matter*. Nuclear Physics B, vol. 813, pages 1–21, Mai 2009. (Cité en page 13.)
- [Clark 1968] G. W. Clark, G. P. Garmire et W. L. Kraushaar. *Observation of High-Energy Cosmic Gamma Rays*. Astrophysical Journal Letters, vol. 153, page L203, Septembre 1968. (Cité en page 96.)
- [Clemens 1985] D. P. Clemens. *Massachusetts-Stony Brook Galactic plane CO survey - The Galactic disk rotation curve*. Astrophysical Journal, vol. 295, pages 422–428, Août 1985. (Cité en pages 265, 266 et 267.)
- [Cornils 2003] R. Cornils et al. pour la collaboration H.E.S.S. *The optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescopes. Part II : mirror alignment and point spread function*. Astroparticle Physics, vol. 20, pages 129–143, Novembre 2003. (Cité en page 112.)
- [Coroniti 1990] F. V. Coroniti. *Magnetically striped relativistic magnetohydrodynamic winds - The Crab Nebula revisited*. Astrophysical Journal, vol. 349, pages 538–545, Février 1990. (Cité en page 19.)

- [Dame 2001] T. M. Dame, D. Hartmann et P. Thaddeus. *The Milky Way in Molecular Clouds : A New Complete CO Survey*. Astrophysical Journal, vol. 547, pages 792–813, Février 2001. (Cité en pages 238 et 239.)
- [Daum 1997] A. Daum et al. *First results on the performance of the HEGRA IACT array*. Astroparticle Physics, vol. 8, pages 1–11, Décembre 1997. (Cité en pages 123 et 126.)
- [de Naurois 2001] M. de Naurois et CELESTE Collaboration. *Status and Current Sensitivity of the CELESTE Experiment*. In F. A. Aharonian et H. J. Völk, éditeurs, American Institute of Physics Conference Series, volume 558 of *American Institute of Physics Conference Series*, page 540, Avril 2001. (Cité en page 107.)
- [de Naurois 2003] M. de Naurois, J. Guy, A. Djannati-Atai, J. P. Tavernet et H.E.S.S. Collaboration. *Application of an Analysis Method Based on a Semi-Analytical Shower Model to the First H.E.S.S. Telescope*. In International Cosmic Ray Conference, volume 5 of *International Cosmic Ray Conference*, page 2907, Juillet 2003. (Cité en page 131.)
- [de Naurois 2009] M. de Naurois et L. Rolland. *A high performance likelihood reconstruction of γ -rays for imaging atmospheric Cherenkov telescopes*. Astroparticle Physics, vol. 32, pages 231–252, Décembre 2009. (Cité en page 131.)
- [de Naurois 2012] M de Naurois. *L’astronomie gamma de très haute énergie. Ouverture d’une nouvelle fenêtre astronomique sur l’Univers non thermique*, Mars 2012. (Cité en pages 113, 117 et 132.)
- [Delahaye 2009] T. Delahaye et al. *Galactic secondary positron flux at the Earth*. Astronomy and Astrophysics, vol. 501, pages 821–833, Juillet 2009. (Cité en pages 10 et 12.)
- [Delahaye 2010] T. Delahaye et al. *Galactic electrons and positrons at the Earth : new estimate of the primary and secondary fluxes*. Astronomy and Astrophysics, vol. 524, page A51, Décembre 2010. (Cité en pages 13, 14 et 15.)
- [Dewey 1987] R. J. Dewey et J. M. Cordes. *Monte Carlo simulations of radio pulsars and their progenitors*. Astrophysical Journal, vol. 321, pages 780–798, Octobre 1987. (Cité en page 67.)
- [Di Sciacio 2011] G. Di Sciacio et al. for the ARGO-YBJ Collaboration. *Gamma-Ray Astronomy with ARGO-YBJ*. ArXiv e-prints, Juillet 2011. (Cité en page 77.)
- [Dogiel 1990] A. V. Dogiel et S. G. Sharov. *Specificities of CR Generation and of Gamma-Ray Emission Inside Molecular Clouds*. In International Cosmic Ray Conference, volume 4 of *International Cosmic Ray Conference*, page 109, 1990. (Cité en page 13.)
- [Domainko 2011] W. Domainko et al. pour la collaboration H.E.S.S. *Discovery of VHE gamma-ray emission from the direction of the globular cluster Terzan 5*. ArXiv e-prints, Décembre 2011. (Cité en page 81.)
- [Drury 1994] L. O. Drury, F. A. Aharonian et H. J. Voelk. *The gamma-ray visibility of supernova remnants. A test of cosmic ray origin*. Astronomy and Astrophysics, vol. 287, pages 959–971, Juillet 1994. (Cité en pages 46, 58, 242 et 244.)
- [Drury 1995] L. O. Drury. *Particle Acceleration in Shocks*. Astrophysics and Space Science, vol. 233, pages 251–260, Novembre 1995. (Cité en page 23.)

- [Dubus 2006] G. Dubus. *Gamma-ray absorption in massive X-ray binaries*. Astronomy and Astrophysics, vol. 451, pages 9–18, Mai 2006. (Cité en page 79.)
- [Dubus 2008] G. Dubus, B. Cerutti et G. Henri. *The modulation of the gamma-ray emission from the binary LS 5039*. Astronomy and Astrophysics, vol. 477, pages 691–700, Janvier 2008. (Cité en page 79.)
- [Duquennoy 1991] A. Duquennoy et M. Mayor. *Multiplicity among solar-type stars in the solar neighbourhood. II - Distribution of the orbital elements in an unbiased sample*. Astronomy and Astrophysics, vol. 248, pages 485–524, Août 1991. (Cité en page 78.)
- [Dyks 2003] J. Dyks et B. Rudak. *Two-Pole Caustic Model for High-Energy Light Curves of Pulsars*. Astrophysical Journal, vol. 598, pages 1201–1206, Décembre 2003. (Cité en page 260.)
- [Ellison 1990] D. C. Ellison, E. Moebius et G. Paschmann. *Particle injection and acceleration at earth's bow shock - Comparison of upstream and downstream events*. Astrophysical Journal, vol. 352, pages 376–394, Mars 1990. (Cité en page 33.)
- [Ellison 1993] D. C. Ellison, J. Giacalone, D. Burgess et S.J. Schwartz. *Simulations of particle acceleration in parallel shocks : Direct comparison between Monte Carlo and one-dimensional hybrid codes*. Journal of Geophysical Research, vol. 98, page 21085, Décembre 1993. (Cité en page 33.)
- [Fang 2008] J. Fang et L. Zhang. *Non-thermal emission from old supernova remnants*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 384, pages 1119–1128, Mars 2008. (Cité en page 55.)
- [Fermi 1949] E. Fermi. *On the Origin of the Cosmic Radiation*. Physical Review, vol. 75, pages 1169–1174, Avril 1949. (Cité en pages 6, 17 et 23.)
- [Fermi 1954] E. Fermi. *Galactic Magnetic Fields and the Origin of Cosmic Radiation*. Astrophysical Journal, vol. 119, page 1, Janvier 1954. (Cité en pages 6, 23 et 50.)
- [Ferrand 2008] G. Ferrand. *Étude de l'accélération des rayons cosmiques par les ondes de choc des restes de supernovae dans les superbulles galactiques*. PhD thesis, Université Paul Sabatier Toulouse III, 2008. (Cité en pages 31 et 51.)
- [Fiasson 2010] A. Fiasson, F. Dubois, G. Lamanna, J. Masbou et S. Rosier-Lees. *Optimization of multivariate analysis for IACT stereoscopic systems*. Astroparticle Physics, vol. 34, pages 25–32, Août 2010. (Cité en page 136.)
- [Fichtel 1975] C. E. Fichtel, R. C. Hartman, D. A. Kniffen, D. J. Thompson, H. Ogelman, M. E. Ozel, T. Tumer et G. F. Bignami. *High-energy gamma-ray results from the second small astronomy satellite*. Astrophysical Journal, vol. 198, pages 163–182, Mai 1975. (Cité en page 96.)
- [Fossati 1998] G. Fossati, L. Maraschi, A. Celotti, A. Comastri et G. Ghisellini. *A unifying view of the spectral energy distributions of blazars*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 299, pages 433–448, Septembre 1998. (Cité en pages 83 et 85.)
- [Funk 2004] S. Funk et al. *The trigger system of the H.E.S.S. telescope array*. Astroparticle Physics, vol. 22, pages 285–296, Novembre 2004. (Cité en page 115.)

- [Gabici 2009] S. Gabici, F. A. Aharonian et S. Casanova. *Broad-band non-thermal emission from molecular clouds illuminated by cosmic rays from nearby supernova remnants*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 396, pages 1629–1639, Juillet 2009. (Cité en pages 58 et 59.)
- [Gaensler 2006] B. M. Gaensler et P. O. Slane. *The Evolution and Structure of Pulsar Wind Nebulae*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, vol. 44, pages 17–47, Septembre 2006. (Cité en pages 67 et 69.)
- [Gaidos 1996] J. A. Gaidos et al. *Extremely rapid bursts of TeV photons from the active galaxy Markarian 421*. Nature, vol. 383, pages 319–320, Septembre 1996. (Cité en page 86.)
- [Gaisser 1998] T. K. Gaisser, R. J. Protheroe et T. Stanev. *Gamma-Ray Production in Supernova Remnants*. Astrophysical Journal, vol. 492, page 219, Janvier 1998. (Cité en pages 40 et 245.)
- [Gallant 1994] Y. A. Gallant et J. Arons. *Structure of relativistic shocks in pulsar winds : A model of the wisps in the Crab Nebula*. Astrophysical Journal, vol. 435, pages 230–260, Novembre 1994. (Cité en pages 22 et 68.)
- [Gallant 2002] Y. A. Gallant. *Particle Acceleration at Relativistic Shocks*. In A. W. Guthmann, M. Georganopoulos, A. Marcowith, & K. Manolakou , éditeur, Relativistic Flows in Astrophysics, volume 589 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, page 24, 2002. (Cité en pages 10, 30 et 36.)
- [Gast 2011] H. Gast et al. pour la collaboration H.E.S.S. *Exploring the Galaxy at TeV energies : Latest results from the H.E.S.S. Galactic Plane Survey*. In 32nd ICRC Proceedings, 2011. (Cité en page 49.)
- [Gelfand 2009] J. D. Gelfand, P. O. Slane et W. Zhang. *A Dynamical Model for the Evolution of a Pulsar Wind Nebula Inside a Nonradiative Supernova Remnant*. Astrophysical Journal, vol. 703, pages 2051–2067, Octobre 2009. (Cité en page 71.)
- [Ghisellini 1998] G. Ghisellini, A. Celotti, G. Fossati, L. Maraschi et A. Comastri. *A theoretical unifying scheme for gamma-ray bright blazars*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 301, pages 451–468, Décembre 1998. (Cité en page 83.)
- [Gillesen 2003] S. Gillesen et H.E.S.S. Collaboration. *Arcsecond Level Pointing of the H.E.S.S. Telescopes*. In International Cosmic Ray Conference, volume 5 of *International Cosmic Ray Conference*, page 2899, Juillet 2003. (Cité en page 112.)
- [Ginzburg 1964] V. L. Ginzburg et S. I. Syrovatskii. *The Origin of Cosmic Rays*. 1964. (Cité en page 44.)
- [Ginzburg 1965] V. L. Ginzburg et S. I. Syrovatskii. *Cosmic Magnetobremstrahlung (synchrotron Radiation)*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, vol. 3, page 297, 1965. (Cité en pages 38 et 39.)
- [Ginzburg 1969] V. L. Ginzburg et S. I. Syrovatskii. *Developments in the Theory of Synchrotron Radiation and its Reabsorption*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, vol. 7, page 375, 1969. (Cité en page 38.)
- [Goldreich 1969] P. Goldreich et W. H. Julian. *Pulsar Electrodynamics*. Astrophysical Journal, vol. 157, page 869, Août 1969. (Cité en pages 18, 61, 62, 257 et 261.)

- [Goret 1993] P. Goret, T. Palfrey, A. Tabary, G. Vacanti et R. Bazer-Bachi. *Observations of TeV gamma rays from the Crab nebula*. Astronomy and Astrophysics, vol. 270, pages 401–406, Mars 1993. (Cité en page 107.)
- [Green 2009] D. A. Green. *A revised Galactic supernova remnant catalogue*. Bulletin of the Astronomical Society of India, vol. 37, pages 45–61, Mars 2009. (Cité en pages 59, 228 et 229.)
- [Greisen 1960] K. Greisen. *Cosmic Ray Showers*. Annual Review of Nuclear Science, vol. 10, no. 1, pages 63–108, 1960. (Cité en page 15.)
- [Greisen 1966] K. Greisen. *End to the Cosmic-Ray Spectrum?* Physics Review Letters, vol. 16, pages 748–750, 1966. (Cité en page 8.)
- [Griffith 1993] M. R. Griffith et A. E. Wright. *The Parkes-MIT-NRAO (PMN) surveys. I - The 4850 MHz surveys and data reduction*. Astronomical Journal, vol. 105, pages 1666–1679, Mai 1993. (Cité en page 228.)
- [Guseinov 2003a] O. H. Guseinov, A. Ankay, A. Sezer et S. O. Tagieva. *The relation between the surface brightness and the diameter for galactic supernova remnants*. Astronomical and Astrophysical Transactions, vol. 22, page 273, Mars 2003. (Cité en page 229.)
- [Guseinov 2003b] O. H. Guseinov, A. Ankay et S. O. Tagieva. *Observational data on galactic supernova remnants : the supernova remnants within $l=0-90$ degrees*. Serbian Astronomical Journal, vol. 167, page 93, Décembre 2003. (Cité en pages 180 et 229.)
- [Harding 1987] A. K. Harding et R. Ramaty. *The Pulsar Contribution to Galactic Cosmic Ray Positrons*. In International Cosmic Ray Conference, volume 2 of *International Cosmic Ray Conference*, page 92, 1987. (Cité en page 12.)
- [Harding 1998] A. K. Harding et A. G. Muslimov. *Particle Acceleration Zones above Pulsar Polar Caps : Electron and Positron Pair Formation Fronts*. Astrophysical Journal, vol. 508, pages 328–346, Novembre 1998. (Cité en page 259.)
- [Harding 2005] A. Harding et A. Muslimov. *Pulsar Slot Gaps and Unidentified Egret Sources*. Astrophysics Space Science, vol. 297, pages 63–70, Juin 2005. (Cité en pages 260 et 261.)
- [Harding 2007] A. K. Harding. *Pulsar High-Energy Emission From the Polar Cap and Slot Gap*. ArXiv e-prints, Octobre 2007. (Cité en pages 19, 257 et 260.)
- [Harrison 1975] E. R. Harrison et E. Tademaru. *Acceleration of pulsars by asymmetric radiation*. Astrophysical Journal, vol. 201, pages 447–461, Octobre 1975. (Cité en page 67.)
- [Hartman 1999] R. C. Hartman et al. *Third EGRET catalog (3EG) (Hartman+, 1999)*. VizieR Online Data Catalog, vol. 212, page 30079, Août 1999. (Cité en page 97.)
- [Hawking 1975] S. W. Hawking. *Particle creation by black holes*. Communications in Mathematical Physics, vol. 43, pages 199–220, Août 1975. (Cité en page 47.)
- [Helfand 2006] D. J. Helfand, R. H. Becker, R. L. White, A. Fallon et S. Tuttle. *MAGPIS : A Multi-Array Galactic Plane Imaging Survey*. Astronomical Journal, vol. 131, pages 2525–2537, Mai 2006. (Cité en pages 228, 231 et 234.)
- [Hess 1912] V. F. Hess. *Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten*. Physikalische Zeitschrift, vol. 13, pages 1084–1091, 1912. (Cité en page 5.)

- [Hewish 1968] A. Hewish et al. *Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source*. Nature, vol. 217, pages 709–713, Février 1968. (Cité en page 61.)
- [Hill 1983] C. T. Hill. *Monopolonium*. Nuclear Physics B, vol. 224, pages 469–490, Septembre 1983. (Cité en page 47.)
- [Hillas 1984] A. M. Hillas. *The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, vol. 22, pages 425–444, 1984. (Cité en pages 34 et 35.)
- [Hillas 1985] A. M. Hillas. *Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma*. In F. C. Jones, editeur, International Cosmic Ray Conference, volume 3 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 445–448, Août 1985. (Cité en page 124.)
- [Hindmarsh 1995] M. B. Hindmarsh et T. W. B. Kibble. *Cosmic strings*. Reports on Progress in Physics, vol. 58, pages 477–562, Mai 1995. (Cité en page 47.)
- [Hobbs 2005] G. Hobbs, D. R. Lorimer, A. G. Lyne et M. Kramer. *A statistical study of 233 pulsar proper motions*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 360, pages 974–992, Juillet 2005. (Cité en pages 66, 67, 250 et 251.)
- [Hofmann 1999] W. Hofmann, I. Jung, A. Konopelko, H. Krawczynski, H. Lampeitl et G. Pühlhofer. *Comparison of techniques to reconstruct VHE gamma-ray showers from multiple stereoscopic Cherenkov images*. Astroparticle Physics, vol. 12, pages 135–143, Novembre 1999. (Cité en page 130.)
- [Hofmann 2000] W. Hofmann, H. Lampeitl, A. Konopelko et H. Krawczynski. *Improved energy resolution for VHE gamma-ray astronomy with systems of Cherenkov telescopes*. Astroparticle Physics, vol. 12, pages 207–216, Janvier 2000. (Cité en pages 129, 130 et 131.)
- [Holder 2006] J. Holder et al pour la collaboration VERITAS. *The first VERITAS telescope*. Astroparticle Physics, vol. 25, pages 391–401, Juillet 2006. (Cité en page 109.)
- [Holder 2012] J. Holder. *TeV Gamma-ray Astronomy : A Summary*. ArXiv e-prints, Avril 2012. (Cité en pages 75 et 84.)
- [Horns 2004] D. Horns et F. A. Aharonian. *The Crab Nebula : Linking MeV Synchrotron and 50 TeV Inverse Compton Photons*. In V. Schoenfelder, G. Lichti et C. Winkler, éditeurs, 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe, volume 552 of *ESA Special Publication*, page 439, Octobre 2004. (Cité en page 74.)
- [Hoshino 1992] M. Hoshino, J. Arons, Y. A. Gallant et A. B. Langdon. *Relativistic magnetosonic shock waves in synchrotron sources - Shock structure and nonthermal acceleration of positrons*. Astrophysical Journal, vol. 390, pages 454–479, Mai 1992. (Cité en pages 22 et 68.)
- [Hou 2009] L. G. Hou, J. L. Han et W. B. Shi. *The spiral structure of our Milky Way Galaxy*. Astronomy and Astrophysics, vol. 499, pages 473–482, Mai 2009. (Cité en pages 229, 232, 239 et 267.)
- [Huang 2007] C.-Y. Huang, S.-E. Park, M. Pohl et C. D. Daniels. *Gamma-rays produced in cosmic-ray interactions and the TeV-band spectrum of RX J1713.7-3946*. Astroparticle Physics, vol. 27, pages 429–439, Juin 2007. (Cité en page 243.)

- [Huege 2007] T. Huege et al pour la collaboration LOPES. *Radio detection of cosmic ray air showers with LOPES*. Nuclear Physics B Proceedings Supplements, vol. 165, pages 341–348, Mars 2007. (Cité en page 102.)
- [Jackson 1962] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. 1962. (Cité en page 63.)
- [Jackson 2006] J. M. Jackson et al. *The Boston University-Five College Radio Astronomy Observatory Galactic Ring Survey*. Astrophysical Journal Supplement, vol. 163, pages 145–159, Mars 2006. (Cité en pages 230, 231 et 263.)
- [Jones 1991] F. C. Jones et D. C. Ellison. *The plasma physics of shock acceleration*. SSR, vol. 58, pages 259–346, Décembre 1991. (Cité en page 33.)
- [Kalberla 2010] P. M. W. Kalberla et al. *GASS : the Parkes Galactic all-sky survey. II. Stray-radiation correction and second data release*. Astronomy and Astrophysics, vol. 521, page A17, Octobre 2010. (Cité en pages 237 et 239.)
- [Kampert 2004] K.-H. Kampert et al. *Cosmic Ray Energy Spectra and Mass Composition at the Knee Recent Results from KASCADE*. Nuclear Physics B Proceedings Supplements, vol. 136, pages 273–281, Novembre 2004. (Cité en page 9.)
- [Kang 1995] H. Kang et T. W. Jones. *Diffusive Shock Acceleration Simulations : Comparison with Particle Methods and Bow Shock Measurements*. Astrophysical Journal, vol. 447, page 944, Juillet 1995. (Cité en page 33.)
- [Kargaltsev 2010] O. Kargaltsev et G. G. Pavlov. *Pulsar-wind nebulae in X-rays and TeV γ -rays*. X-ray Astronomy 2009 ; Present Status, Multi-Wavelength Approach and Future Perspectives, vol. 1248, pages 25–28, Juillet 2010. (Cité en pages 70 et 72.)
- [Kassim 1992] N. E. Kassim. *330 MHz VLA observations of 20 galactic supernova remnants*. Astronomical Journal, vol. 103, pages 943–952, Mars 1992. (Cité en page 228.)
- [Katsuta 2012] J. Katsuta, Y. Uchiyama, T. Tanaka, H. Tajima, K. Bechtol, S. Funk, J. Lande, J. Ballet, Y. Hanabata, M. Lemoine-Goumard et T. Takahashi. *Fermi Large Area Telescope Observation of Supernova Remnant S147*. Astrophysical Journal, vol. 752, page 135, Juin 2012. (Cité en page 59.)
- [Kawaler 1995] S. D. Kawaler, I. Novikov et G. Srinivasan. *Stellar Remnants*. 1995. (Cité en page 18.)
- [Kawasaki 2005] M. Kawasaki, M. Ozaki, F. Nagase, H. Inoue et R. Petre. *Ionization States and Plasma Structures of Mixed-Morphology Supernova Remnants Observed with ASCA*. Astrophysical Journal, vol. 631, pages 935–946, Octobre 2005. (Cité en page 33.)
- [Kelner 2006] S. R. Kelner, F. A. Aharonian et V. V. Bugayov. *Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime*. Physical Review D, vol. 74, no. 3, page 034018, Août 2006. (Cité en page 45.)
- [Kennel 1984] C. F. Kennel et F. V. Coroniti. *Confinement of the Crab pulsar's wind by its supernova remnant*. Astrophysical Journal, vol. 283, pages 694–709, Août 1984. (Cité en page 13.)

- [Kertzman 1994] M. P. Kertzman et G. H. Sembroski. *Computer simulation methods for investigating the detection characteristics of TeV air Cherenkov telescopes*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 343, pages 629–643, Avril 1994. (Cité en page 122.)
- [Kilbinger 2009] M. Kilbinger et al. *Dark-energy constraints and correlations with systematics from CFHTLS weak lensing, SNLS supernovae Ia and WMAP5*. Astronomy and Astrophysics, vol. 497, pages 677–688, Avril 2009. (Cité en page 46.)
- [Kirk 2000] J. G. Kirk, A. W. Guthmann, Y. A. Gallant et A. Achterberg. *Particle Acceleration at Ultrarelativistic Shocks : An Eigenfunction Method*. Astrophysical Journal, vol. 542, pages 235–242, Octobre 2000. (Cité en page 30.)
- [Kirk 2002] J. G. Kirk, O. Skjæraasen et Y. A. Gallant. *A wind model for high energy pulses*. In W. Becker, H. Lesch, & J. Trümper, éditeur, Neutron Stars, Pulsars, and Supernova Remnants, page 136, 2002. (Cité en page 19.)
- [Komissarov 2003] S. S. Komissarov et Y. E. Lyubarsky. *The origin of peculiar jet-torus structure in the Crab nebula*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 344, pages L93–L96, Octobre 2003. (Cité en page 75.)
- [Kosack 2004] K. Kosack et al. *TeV Gamma-Ray Observations of the Galactic Center*. Astrophysical Journal Letters, vol. 608, pages L97–L100, Juin 2004. (Cité en page 81.)
- [Krymskii 1980] G. F. Krymskii, A. I. Kuzmin et S. I. Petukhov. *A formation of cosmic ray spectrum by a regular acceleration mechanism in the supernova shell*. In International Cosmic Ray Conference, volume 2 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 44–48, Octobre 1980. (Cité en page 54.)
- [Kusenko 1999] A. Kusenko et G. Segrè. *Pulsar kicks from neutrino oscillations*. Physical Review D, vol. 59, no. 6, page 061302, Mars 1999. (Cité en page 67.)
- [Lacki 2011] B. C. Lacki, T. A. Thompson, E. Quataert, A. Loeb et E. Waxman. *On the GeV and TeV Detections of the Starburst Galaxies M82 and NGC 253*. Astrophysical Journal, vol. 734, page 107, Juin 2011. (Cité en page 90.)
- [Lada 2006] C. J. Lada. *Stellar Multiplicity and the Initial Mass Function : Most Stars Are Single*. Astrophysical Journal Letters, vol. 640, pages L63–L66, Mars 2006. (Cité en page 78.)
- [Lagage 1983a] P. O. Lagage et C. J. Cesarsky. *Cosmic-ray shock acceleration in the presence of self-excited waves*. Astronomy and Astrophysics, vol. 118, pages 223–228, Février 1983. (Cité en pages 30, 54 et 55.)
- [Lagage 1983b] P. O. Lagage et C. J. Cesarsky. *The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks*. Astronomy and Astrophysics, vol. 125, pages 249–257, Septembre 1983. (Cité en page 54.)
- [Landi 2010] R. Landi, L. Bassani, A. Malizia, J. B. Stephen, A. Bazzano, M. Fiocchi et A. J. Bird. *Swift/XRT observations of unidentified INTEGRAL/IBIS sources*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 403, pages 945–959, Avril 2010. (Cité en page 178.)

- [Langer 1990] W. D. Langer et A. A. Penzias. *C-12/C-13 isotope ratio across the Galaxy from observations of C-13/O-18 in molecular clouds*. *Astrophysical Journal*, vol. 357, pages 477–492, Juillet 1990. (Cité en page 231.)
- [Larrabee 2003] D. A. Larrabee, R. V. E. Lovelace et M. M. Romanova. *Lepton Acceleration by Relativistic Collisionless Magnetic Reconnection*. *Astrophysical Journal*, vol. 586, pages 72–78, Mars 2003. (Cité en pages 18 et 22.)
- [Leahy 2008] D. A. Leahy et W. W. Tian. *The Distances of SNR W41 and Overlapping H II Regions*. *AJ*, vol. 135, pages 167–172, Janvier 2008. (Cité en page 229.)
- [Lemière 2006] A. Lemièrre. *Electrons reliques de très haute énergie dans les nébuleuses de pulsar*. PhD thesis, Université Paris 7, 2006. (Cité en page 58.)
- [Lemiere 2008] A. Lemiere, A. Djannati, O. De Jager et et al. *New VHE emitting middle-age pulsar wind nebula candidates in the extended H.E.S.S. Galactic plane survey data*. In *ICRC*, volume 2 of *ICRC*, pages 831–834, 2008. (Cité en page 70.)
- [Lemoine-Goumard 2006a] M. Lemoine-Goumard. *Stéréoscopie de gerbes de γ avec les télescopes H.E.S.S. : premières images de vestiges de supernovae au TeV*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2006. (Cité en page 122.)
- [Lemoine-Goumard 2006b] M. Lemoine-Goumard, B. Degrange et M. Tluczykont. *Selection and 3D-reconstruction of gamma-ray-induced air showers with a stereoscopic system of atmospheric Cherenkov telescopes*. *Astroparticle Physics*, vol. 25, pages 195–211, Avril 2006. (Cité en pages 132, 133 et 134.)
- [Lewis 1990] D. A. Lewis. *Optical characteristics of the Whipple Observatory TeV gamma-ray imaging telescope*. *Experimental Astronomy*, vol. 1, pages 213–226, 1990. (Cité en page 112.)
- [LHAASO 2011] LHAASO. *Contributions LHAASO*. In *International Cosmic Ray Conference*, 2011. (Cité en page 106.)
- [Li 1983] T.-P. Li et Y.-Q. Ma. *Analysis methods for results in gamma-ray astronomy*. *Astrophysical Journal*, vol. 272, pages 317–324, Septembre 1983. (Cité en pages 141 et 151.)
- [Li 2008] X.-H. Li, F.-J. Lu et Z. Li. *Nonthermal X-Ray Properties of Rotation-powered Pulsars and Their Wind Nebulae*. *Astrophysical Journal*, vol. 682, pages 1166–1176, Août 2008. (Cité en pages 246 et 247.)
- [Lichti 2001] G. G. Lichti et al. *The GLAST Burst Monitor (GBM)*. *ArXiv Astrophysics e-prints*, Septembre 2001. (Cité en page 97.)
- [Longair 2011] Malcolm S. Longair. *High energy astrophysics*. Cambridge University Press, 2011. (Cité en pages 24, 27, 29, 38, 39, 41 et 42.)
- [Lorimer 2004] D. R. Lorimer et M. Kramer. *Handbook of Pulsar Astronomy*. Novembre 2004. (Cité en pages 62 et 257.)
- [Lucek 2000] S. G. Lucek et A. R. Bell. *Non-linear amplification of a magnetic field driven by cosmic ray streaming*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 314, pages 65–74, Mai 2000. (Cité en pages 32 et 54.)

- [Lyne 1982] A. G. Lyne, B. Anderson et M. J. Salter. *The proper motions of 26 pulsars*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 201, pages 503–520, Novembre 1982. (Cité en page 66.)
- [Lyne 1993] A. G. Lyne, R. S. Pritchard et F. Graham-Smith. *23 Years of Crab Pulsar Rotational History*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 265, page 1003, Décembre 1993. (Cité en page 63.)
- [Lyne 1996] A. G. Lyne, R. S. Pritchard, F. Graham-Smith et F. Camilo. *Very low braking index for the Vela pulsar*. Nature, vol. 381, pages 497–498, Juin 1996. (Cité en page 63.)
- [Lyubarsky 2001] Y. Lyubarsky et J. G. Kirk. *Reconnection in a Striped Pulsar Wind*. Astrophysical Journal, vol. 547, pages 437–448, Janvier 2001. (Cité en page 22.)
- [Lyubarsky 2003] Y. E. Lyubarsky. *The termination shock in a striped pulsar wind*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 345, pages 153–160, Octobre 2003. (Cité en page 22.)
- [Malkov 1995] M. A. Malkov et H. J. Voelk. *Theory of ion injection at shocks*. Astronomy and Astrophysics, vol. 300, page 605, Août 1995. (Cité en page 33.)
- [Malkov 1998] M. A. Malkov. *Ion leakage from quasiparallel collisionless shocks : Implications for injection and shock dissipation*. Physical Review E, vol. 58, pages 4911–4928, Octobre 1998. (Cité en page 33.)
- [Manchester 1974] R. N. Manchester, J. H. Taylor et Y. Y. Van. *Detection of Pulsar Proper Motion*. Astrophysical Journal Letters, vol. 189, pages L119–L122, Mai 1974. (Cité en page 66.)
- [Manchester 2005] R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh et M. Hobbs. *The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue*. Astronomical Journal, vol. 129, pages 1993–2006, Avril 2005. (Cité en pages 64 et 65.)
- [Mannheim 2010] K. Mannheim, D. Elsässer et O. Tibolla. *Gamma-rays from pulsar wind nebulae in starburst galaxies*. ArXiv e-prints, Octobre 2010. (Cité en page 90.)
- [Marandon 2010] V. Marandon. *Sondage profond de la Galaxie au TeV et études multi-longueurs d’onde*. PhD thesis, Observatoire de Paris, 2010. (Cité en pages 144 et 145.)
- [Marcowith 2006] A. Marcowith, M. Lemoine et G. Pelletier. *Turbulence and particle acceleration in collisionless supernovae remnant shocks. II. Cosmic-ray transport*. Astronomy and Astrophysics, vol. 453, pages 193–202, Juillet 2006. (Cité en page 36.)
- [McClure-Griffiths 2009] N. M. McClure-Griffiths et al. *Gass : The Parkes Galactic All-Sky Survey. I. Survey Description, Goals, and Initial Data Release*. Astrophysical Journal Supplement, vol. 181, pages 398–412, Avril 2009. (Cité en pages 237 et 239.)
- [Meyer 2010] M. Meyer, D. Horns et H.-S. Zechlin. *The Crab Nebula as a standard candle in very high-energy astrophysics*. Astronomy and Astrophysics, vol. 523, page A2, Novembre 2010. (Cité en page 44.)
- [Michel 1994] F. C. Michel. *Magnetic structure of pulsar winds*. Astrophysical Journal, vol. 431, pages 397–401, Août 1994. (Cité en page 19.)

- [Mohanty 1998] G. Mohanty et al. *Measurement of TeV gamma-ray spectra with the Cherenkov imaging technique*. Astroparticle Physics, vol. 9, pages 15–43, Juin 1998. (Cité en pages 153 et 225.)
- [Muslimov 2003] A. G. Muslimov et A. K. Harding. *Extended Acceleration in Slot Gaps and Pulsar High-Energy Emission*. Astrophysical Journal, vol. 588, pages 430–440, Mai 2003. (Cité en pages 19 et 260.)
- [Nolan 2012] P. L. Nolan et al. pour la collaboration Fermi. *Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog*. Astrophysical Journal Supplement, vol. 199, page 31, Avril 2012. (Cité en pages 66, 82, 84, 98, 238 et 241.)
- [Ohm 2009] S. Ohm, C. van Eldik et K. Egberts. *γ /hadron separation in very-high-energy γ -ray astronomy using a multivariate analysis method*. Astroparticle Physics, vol. 31, pages 383–391, Juin 2009. (Cité en page 135.)
- [Oort 1927] J. H. Oort. *Observational evidence confirming Lindblad’s hypothesis of a rotation of the galactic system*. Bain, vol. 3, page 275, Avril 1927. (Cité en page 265.)
- [Paciesas 2012] W. S. Paciesas et al. *The Fermi GBM Gamma-Ray Burst Catalog : The First Two Years*. Astrophysical Journal Supplement, vol. 199, page 18, Mars 2012. (Cité en pages 90 et 98.)
- [Parent 2011] D. Parent et al. *Observations of Energetic High Magnetic Field Pulsars with the Fermi Large Area Telescope*. Astrophysical Journal, vol. 743, page 170, Décembre 2011. (Cité en page 19.)
- [Parker 1957] E. N. Parker. *Acceleration of Cosmic Rays in Solar Flares*. Physical Review, vol. 107, pages 830–836, Août 1957. (Cité en page 20.)
- [Parsons 2009] H. Parsons, M. A. Thompson et A. Chrysostomou. *Infrared dark cloud cores in the SCUBA Legacy Catalogue*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 399, pages 1506–1522, Novembre 2009. (Cité en page 180.)
- [Pavlov 2004] G. G. Pavlov, D. Sanwal et M. A. Teter. *Central Compact Objects in Supernova Remnants*. In F. Camilo et B. M. Gaensler, éditeurs, *Young Neutron Stars and Their Environments*, volume 218 of *IAU Symposium*, page 239, 2004. (Cité en page 237.)
- [Peebles 1984] P. J. E. Peebles. *Dark matter and the origin of galaxies and globular star clusters*. Astrophysical Journal, vol. 277, pages 470–477, Février 1984. (Cité en page 81.)
- [Pétri 2007] J. Pétri et Y. Lyubarsky. *Magnetic reconnection at the termination shock in a striped pulsar wind*. Astronomy and Astrophysics, vol. 473, pages 683–700, Octobre 2007. (Cité en pages 21 et 22.)
- [Piranomonte 2007] S. Piranomonte, M. Perri, P. Giommi, H. Landt et P. Padovani. *The sedentary survey of extreme high-energy peaked BL Lacs. III. Results from optical spectroscopy*. Astronomy and Astrophysics, vol. 470, pages 787–809, Août 2007. (Cité en page 84.)
- [Piron 2000] F. Piron. *Étude des propriétés spectrales et de la variabilité de l’émission gamma supérieure à 250 GeV des noyaux actifs de galaxie de type blazar observés dans le cadre de l’expérience C.A.T.* PhD thesis, Université Paris Sud 11, 2000. (Cité en pages 153 et 225.)

- [Piron 2001] F. Piron et al. *Temporal and spectral gamma-ray properties of Mkn 421 above 250 GeV from CAT observations between 1996 and 2000*. *Astronomy and Astrophysics*, vol. 374, pages 895–906, Août 2001. (Cité en pages 123 et 131.)
- [Pletsch 2012] H. J. Pletsch et al. *Discovery of Nine Gamma-Ray Pulsars in Fermi Large Area Telescope Data Using a New Blind Search Method*. *Astrophysical Journal*, vol. 744, page 105, Janvier 2012. (Cité en page 66.)
- [Predehl 1995] P. Predehl et J. H. M. M. Schmitt. *X-raying the interstellar medium : ROSAT observations of dust scattering halos*. *Astronomy and Astrophysics*, vol. 293, pages 889–905, Janvier 1995. (Cité en page 251.)
- [Punch 1992] M. Punch et al. *Detection of TeV photons from the active galaxy Markarian 421*. *Nature*, vol. 358, page 477, Août 1992. (Cité en page 83.)
- [Ray 2012] P. S. Ray et al. *Radio Searches of Fermi LAT Sources and Blind Search Pulsars : The Fermi Pulsar Search Consortium*. ArXiv e-prints, Mai 2012. (Cité en page 66.)
- [Reach 2006] W. T. Reach et al. *A Spitzer Space Telescope Infrared Survey of Supernova Remnants in the Inner Galaxy*. *Astronomical Journal*, vol. 131, pages 1479–1500, Mars 2006. (Cité en pages 229, 234 et 240.)
- [Reich 1990a] W. Reich, E. Fuerst, P. Reich et K. Reif. *A radio continuum survey of the Galactic Plane at 11 cm wavelength. II - The area $L = 358$ -76 deg, $B = -5$ to 5 deg. III*. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, vol. 85, pages 633–690, Octobre 1990. (Cité en page 228.)
- [Reich 1990b] W. Reich, P. Reich et E. Fuerst. *The Effelsberg 21 cm radio continuum survey of the Galactic plane between $L = 357$ deg and $L = 95.5$ deg*. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, vol. 83, pages 539–568, Juin 1990. (Cité en page 228.)
- [Revenu 2012] B. Revenu et Pierre Auger Collaboration CODALEMA Collaboration. *Radio detection of cosmic ray air showers by the RAuger experiment, a fully autonomous and self-triggered system installed at the Pierre Auger Observatory*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 662, page 130, Janvier 2012. (Cité en page 102.)
- [Rolland 2005] L. Rolland. *Étalonnage des caméras de l'expérience d'astronomie gamma H.E.S.S. et observations du Centre Galactique au-delà de 100 GeV*. PhD thesis, Université Paris 6, 2005. (Cité en pages 122 et 155.)
- [Romani 1996] R. W. Romani. *Gamma-Ray Pulsars : Radiation Processes in the Outer Magnetosphere*. *Astrophysical Journal*, vol. 470, page 469, Octobre 1996. (Cité en pages 19 et 261.)
- [Romanova 1992] M. M. Romanova et R. V. E. Lovelace. *Magnetic field, reconnection, and particle acceleration in extragalactic jets*. *Astronomy and Astrophysics*, vol. 262, pages 26–36, Août 1992. (Cité en page 22.)
- [Rowell 2003] G. P. Rowell. *A new template background estimate for source searching in TeV gamma-ray astronomy*. *Astronomy and Astrophysics*, vol. 410, pages 389–396, Octobre 2003. (Cité en page 142.)

- [Ruderman 1975] M. A. Ruderman et P. G. Sutherland. *Theory of pulsars - Polar caps, sparks, and coherent microwave radiation*. *Astrophysical Journal*, vol. 196, pages 51–72, Février 1975. (Cité en pages 19, 257 et 259.)
- [Rybicki 1979] George B. Rybicki et Alan P. Lightman. *Radiative processes in astrophysics*. Wiley Interscience, 1979. (Cité en page 42.)
- [Sanchez 2010] D. Sanchez. *Étude et modélisation des noyaux actifs de galaxie les plus énergétiques avec le satellite Fermi*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2010. (Cité en page 84.)
- [Saz Parkinson 2011] P. M. Saz Parkinson. *Status and Prospects of Fermi LAT Pulsar Blind Searches*. ArXiv e-prints, Janvier 2011. (Cité en page 66.)
- [Shaver 1970] P. A. Shaver et W. M. Goss. *Galactic Radio Sources III : Spectra and Physical Characteristics*. *Australian Journal of Physics Astrophysical Supplement*, vol. 14, page 133, 1970. (Cité en page 229.)
- [Shaviv 2009] N. J. Shaviv, E. Nakar et T. Piran. *Inhomogeneity in Cosmic Ray Sources as the Origin of the Electron Spectrum and the PAMELA Anomaly*. *Physical Review Letters*, vol. 103, no. 11, page 111302, Septembre 2009. (Cité en page 12.)
- [Shen 1970] C. S. Shen. *Pulsars and Very High-Energy Cosmic-Ray Electrons*. *Astrophysical Journal*, vol. 162, page L181, Décembre 1970. (Cité en page 15.)
- [Shklovskii 1970] I. S. Shklovskii. *Possible Causes of the Secular Increase in Pulsar Periods*. *Soviet Astronomy*, vol. 13, page 562, Février 1970. (Cité en page 66.)
- [Simon 2001] R. Simon, J. M. Jackson, D. P. Clemens, T. M. Bania et M. H. Heyer. *The Structure of Four Molecular Cloud Complexes in the BU-FCRAO Milky Way Galactic Ring Survey*. *Astrophysical Journal*, vol. 551, pages 747–763, Avril 2001. (Cité en pages 231, 232 et 263.)
- [Slane 2008] P. Slane, D. J. Helfand, S. P. Reynolds, B. M. Gaensler, A. Lemiére et Z. Wang. *The Infrared Detection of the Pulsar Wind Nebula in the Galactic Supernova Remnant 3C 58*. *Astrophysical Journal Letters*, vol. 676, pages L33–L36, Mars 2008. (Cité en page 70.)
- [Slane 2010a] P. Slane, D. Castro, S. Funk, Y. Uchiyama, A. Lemiére, J. D. Gelfand et M. Lemoine-Goumard. *Fermi Detection of the Pulsar Wind Nebula HESS J1640-465*. *Astrophysical Journal*, vol. 720, pages 266–271, Septembre 2010. (Cité en page 71.)
- [Slane 2010b] P. O. Slane. *Multiwavelength Studies of Pulsar Wind Nebulae*. In AAS/High Energy Astrophysics Division #11, volume 42 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 695, Février 2010. (Cité en pages 70, 72 et 73.)
- [Spitkovsky 2008] A. Spitkovsky. *Particle Acceleration in Relativistic Collisionless Shocks : Fermi Process at Last?* *Astrophysical Journal Letters*, vol. 682, pages L5–L8, Juillet 2008. (Cité en page 70.)
- [Stawarz 2006] Ł. Stawarz, F. Aharonian, S. Wagner et M. Ostrowski. *Absorption of nuclear γ -rays on the starlight radiation in FR I sources : the case of Centaurus A*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 371, pages 1705–1716, Octobre 2006. (Cité en page 89.)

- [Striani 2011] E. Striani et al. *The Crab Nebula Super-flare in 2011 April : Extremely Fast Particle Acceleration and Gamma-Ray Emission*. *Astrophysical Journal Letters*, vol. 741, page L5, Novembre 2011. (Cité en page 75.)
- [Strong 1998] A. W. Strong et I. V. Moskalenko. *Propagation of Cosmic-Ray Nucleons in the Galaxy*. *Astrophysical Journal*, vol. 509, pages 212–228, Décembre 1998. (Cité en pages 11 et 36.)
- [Strong 2007] A. W. Strong, I. V. Moskalenko et V. S. Ptuskin. *Cosmic-Ray Propagation and Interactions in the Galaxy*. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, vol. 57, pages 285–327, Novembre 2007. (Cité en page 36.)
- [Sturmer 1997] S. J. Sturmer, J. G. Skibo, C. D. Dermer et J. R. Mattox. *Temporal Evolution of Nonthermal Spectra from Supernova Remnants*. *Astrophysical Journal*, vol. 490, page 619, Décembre 1997. (Cité en pages 50, 51, 53, 55, 56, 244, 249, 250 et 253.)
- [Sturrock 1971] P. A. Sturrock. *A Model of Pulsars*. *Astrophysical Journal*, vol. 164, page 529, Mars 1971. (Cité en page 257.)
- [Swanenburg 1981] B. N. Swanenburg et al. *Second COS B catalog of high-energy gamma-ray sources*. *Astrophysical Journal Letters*, vol. 243, pages L69–L73, Janvier 1981. (Cité en page 96.)
- [Sweet 1958] P. A. Sweet. *The Neutral Point Theory of Solar Flares*. In B. Lehnert, editeur, *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, volume 6 of *IAU Symposium*, page 123, 1958. (Cité en page 20.)
- [Tavani 2009] M. Tavani et al. *The AGILE Mission*. *Astronomy and Astrophysics*, vol. 502, pages 995–1013, Août 2009. (Cité en page 97.)
- [Thomson 2006] G. B. Thomson, f. t. High Resolution Fly’s Eye et Collaboration. *Observation of the GZK Cutoff by the HiRes Experiment*. *ArXiv Astrophysics e-prints*, Septembre 2006. (Cité en page 8.)
- [Tomsick 2009] J. A. Tomsick, S. Chaty, J. Rodriguez, R. Walter et P. Kaaret. *Chandra Localizations and Spectra of Integral Sources in the Galactic Plane : The Cycle 9 Sample*. *Astrophysical Journal*, vol. 701, pages 811–823, Août 2009. (Cité en page 178.)
- [Tomsick 2012] J. A. Tomsick, A. Bodaghee, J. Rodriguez, S. Chaty, F. Camilo, F. Fornasini et F. Rahoui. *Is IGR J11014-6103 a Pulsar with the Highest Known Kick Velocity?* *Astrophysical Journal Letters*, vol. 750, page L39, Mai 2012. (Cité en page 66.)
- [Torres 2012] D. F. Torres et al. *Building up the spectrum of cosmic rays in star-forming regions*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 423, pages 822–830, Juin 2012. (Cité en page 36.)
- [Truelove 1999] J. K. Truelove et C. F. McKee. *Evolution of Nonradiative Supernova Remnants*. *Astrophysical Journal Supplement*, vol. 120, pages 299–326, Février 1999. (Cité en pages 51, 52, 249 et 250.)
- [Tsuboi 1999] M. Tsuboi, T. Handa et N. Ukita. *Dense Molecular Clouds in the Galactic Center Region. I. Observations and Data*. *Astrophysical Journal Supplement*, vol. 120, pages 1–39, Janvier 1999. (Cité en pages 81 et 179.)

- [Tylka 1989] A. J. Tylka. *Cosmic-ray positrons from annihilation of weakly interacting massive particles in the Galaxy*. Physical Review Letters, vol. 63, pages 840–843, Août 1989. (Cité en page 13.)
- [Urry 1995] C. M. Urry et P. Padovani. *Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei*. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, vol. 107, page 803, Septembre 1995. (Cité en page 83.)
- [Usov 1995] V. V. Usov et D. B. Melrose. *Pulsars with Strong Magnetic Fields - Polar Gaps Bound Pair Creation and Nonthermal Luminosities*. Australian Journal of Physics, vol. 48, page 571, 1995. (Cité en page 259.)
- [Venter 2009] C. Venter, O. C. De Jager et A.-C. Clapson. *Predictions of Gamma-Ray Emission from Globular Cluster Millisecond Pulsars Above 100 MeV*. Astrophysical Journal Letters, vol. 696, pages L52–L55, Mai 2009. (Cité en page 81.)
- [Vivier 2011] M. Vivier et al. pour la collaboration VERITAS. *Indirect searches for dark matter annihilations toward dwarf spheroidal galaxies with VERITAS*. ArXiv e-prints, Octobre 2011. (Cité en page 91.)
- [Weekes 1989] T. C. Weekes et al. *Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cerenkov imaging technique*. Astrophysical Journal, vol. 342, pages 379–395, Juillet 1989. (Cité en page 72.)
- [Wilson-Hodge 2011] C. A. Wilson-Hodge et al. *When a Standard Candle Flickers*. Astrophysical Journal Letters, vol. 727, page L40, Février 2011. (Cité en page 77.)
- [Wulf 1910] T. Wulf. *Beobachtungen über die Strahlung hoher Durchdringungsfähigkeit auf dem Eiffelturm*. Physikalische Zeitschrift. Physikalische Zeitschrift, vol. 11, pages 811–813, 1910. (Cité en page 5.)
- [Yamazaki 2006] R. Yamazaki et al. *TeV γ -rays from old supernova remnants*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 371, pages 1975–1982, Octobre 2006. (Cité en pages 57 et 58.)
- [Zatsepin 1966] G. T. Zatsepin et V. A. Kuz'min. *Upper limit of the Spectrum of Cosmic Rays*. Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, vol. 4, pages 78–, 1966. (Cité en page 8.)
- [Zhang 2000] B. Zhang et A. K. Harding. *High Magnetic Field Pulsars and Magnetars : A Unified Picture*. ApJL, vol. 535, pages L51–L54, Mai 2000. (Cité en page 259.)
- [Zhang 2011] B.-B. Zhang et al. *A Comprehensive Analysis of Fermi Gamma-ray Burst Data. I. Spectral Components and the Possible Physical Origins of LAT/GBM GRBs*. Astrophysical Journal, vol. 730, page 141, Avril 2011. (Cité en pages 90 et 91.)
- [Zirakashvili 2008] V. N. Zirakashvili et V. S. Ptuskin. *Diffusive Shock Acceleration with Magnetic Amplification by Nonresonant Streaming Instability in Supernova Remnants*. Astrophysical Journal, vol. 678, pages 939–949, Mai 2008. (Cité en page 32.)
- [Zou 2005] W. Z. Zou, G. Hobbs, N. Wang, R. N. Manchester, X. J. Wu et H. X. Wang. *Timing measurements and proper motions of 74 pulsars using the Nanshan radio telescope*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 362, pages 1189–1198, Octobre 2005. (Cité en pages 250 et 251.)

Table des figures

1.1	Victor Hess de retour d'une ascension en ballon et photo de Pierre Auger	6
1.2	Type d'électroscope utilisé par Theodor Wulf pour mesurer le taux d'ionisation de l'atmosphère.	6
1.3	Spectre du rayonnement cosmique mesuré sur Terre	7
1.4	Spectres de différents éléments (Hydrogène, Hélium, Carbon et Fer) provenant du rayonnement cosmique	9
1.5	Fraction de positrons cosmiques mesurés sur Terre	11
1.6	Spectre total d'électrons et positrons cosmiques mesuré sur Terre	12
1.7	Modélisation du flux d'électrons mesuré sur Terre	14
2.1	Schéma de la magnétosphère des pulsars	19
2.2	Représentation schématique d'une nébuleuse de pulsar au sein d'un SNR	20
2.3	Structure des lignes de champs et des couches de courant au voisinage d'un pulsar	21
2.4	Vue 3D de la structure des couches de courant pour un rotateur oblique	21
2.5	Schématisation du vent de pulsar "idéal"	22
2.6	Représentation schématique de l'accélération de Fermi du 2ème ordre	23
2.7	Schématisation de l'accélération de Fermi du 1 ^{er} ordre.	25
2.8	Représentation d'un choc fort unilatéral	28
2.9	Représentation schématique du profil en vitesse du choc non modifié et en tenant compte de la pression des cosmiques sur le MIS en amont du choc	31
2.10	Schématisation d'un spectre concave	32
2.11	A gauche : schéma d'un choc perpendiculaire. A droite : schéma d'un choc parallèle.	33
2.12	Diagramme de Hillas	35
3.1	Schéma du cone de vitesse d'un électron se propageant le long d'une ligne de champ	38
3.2	Représentation de l'émission synchrotron d'un électron dans un champ magnétique B au cours du temps	39
3.3	Spectre en fréquence de l'émission synchrotron d'un électron relativiste avec $\gamma = 1000$ dans un champ magnétique moyen $B = 1 \mu\text{G}$	40
3.4	Section efficace d'interaction par processus Compton inverse	41
3.5	Emission Compton inverse d'une population d'électrons suivant une loi de puissance d'indice 2 diffusant sur les photons du fond diffus cosmologique.	42
3.6	Émission synchrotron et Compton inverse sur les photons CMB et sur les photons synchrotron	43
3.7	Section efficace d'interaction p-p en fonction de l'énergie du proton incident . . .	45
4.1	Schématisation des différentes régions composant un SNR en phase non radiative	51
4.2	Profil de vitesse des éjectas dans un SNR en phase non radiative	52
4.3	Spectre d'émission pour différents âges d'un SNR	56

4.4	Évolution du spectre observé au niveau d'un nuage moléculaire illuminé par les rayons cosmiques accélérés dans un SNR	59
4.5	Les vestiges de supernovae historiques en rayon X et gamma	60
4.6	Description simplifiée de la magnétosphère des pulsar	62
4.7	Distribution du ralentissement en fonction de la période des pulsars du catalogue ATNF	65
4.8	Distribution des vitesses transverses mesurées de pulsars	66
4.9	Répartition des vitesses de pulsars mesurées dans le plan du ciel	67
4.10	Évolution des rayons d'un SNR et d'un PWN en fonction du temps	71
4.11	Spectre d'émission caractéristique des PWN	72
4.12	Image composite de la nébuleuse du Crabe	73
4.13	Distribution spectrale en énergie de la nébuleuse du Crabe	74
4.14	Spectre à haute énergie de l'émission pulsée du pulsar du Crabe	75
4.15	Courbes de lumière de l'émission pulsée du Crabe à différentes longueurs d'onde	76
4.16	Distribution spectrale à haute énergie de la nébuleuse du Crabe	77
4.17	Géométrie orbitale du système LS 5039	79
4.18	Modulation du flux, de l'indice et de la normalisation correspondante du système binaire LS 5039	80
4.19	Cartes du ciel vue par le détecteur Fermi-LAT et mettant en évidence l'émission gamma diffuse	82
4.20	Schéma d'une galaxie à noyau actif	84
4.21	Séquence des blazars	85
4.22	Flux intégré au-dessus de 200 GeV du blazar PKS 2155-304 observé par H.E.S.S. lors du "big flare"	86
4.23	Distribution spectrale en énergie de PKS 2155-304	87
4.24	Vue d'artiste de la base du jet et observations à différentes longueurs d'onde de la radiogalaxie M87	88
4.25	Image composite de la radiogalaxie Centaurus A vue à différentes longueurs d'onde	89
4.26	Schématisation des trois composantes spectrales formant l'émission prompt de GRBs observés par Fermi	91
5.1	Schéma des instruments à bord du satellite CGRO.	96
5.2	Principe de détection du LAT.	97
5.3	Modèle de Heitler de développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique	99
5.4	Schéma des différents processus à l'oeuvre au sein d'une gerbe hadronique	101
5.5	Simulation de gerbes électromagnétique et hadronique	101
5.6	Photographie du détecteur Milagro.	103
5.7	Photographie du détecteur ARGO.	104
5.8	Photographie du détecteur Tibet III de l'expérience Tibet-AS γ	104
5.9	Schéma d'une cuve à eau de HAWC et agencement prévu du détecteur	105
5.10	Simulations d'événements sur le détecteur HAWC	106

5.11	Disposition des différents instruments sur le site de LHAASO et Comparaison de la sensibilité obtenue ou attendue par différentes expériences en astronomie gamma	107
5.12	Schéma du cône Tcherenkov produit par une gerbe électromagnétique	108
5.13	Sources du catalogue TeVCat et visibilité accessibles par les instruments au sol	109
5.14	Photographie des télescopes de MAGIC	110
5.15	Photographie des télescopes de VERITAS	110
5.16	Disposition des télescopes de la première phase de H.E.S.S. et des différentes structures sur le site	111
5.17	Schématisation de la structure d'un télescope de H.E.S.S.	112
5.18	Schéma du montage d'un miroir sur son support motorisé et procédure d'alignement des miroirs	113
5.19	Illustration de la procédure d'alignement	113
5.20	Photographie de la caméra d'un télescope de H.E.S.S. (phase 1)	114
5.21	Photographie d'un tiroir d'une caméra de H.E.S.S.	115
5.22	Visibilité de la nébuleuse du Crabe au cours de l'année 2012	116
5.23	Phase 2 de l'expérience H.E.S.S. : ajout du cinquième télescope CT5 au centre du réseau	117
5.24	Premiers événements enregistrés par le réseau de télescopes H.E.S.S. II	118
5.25	Vue d'artiste du réseau de télescopes CTA	119
6.1	Gerbe électromagnétique vue sur une caméra de H.E.S.S avec différents temps d'intégration	124
6.2	Définition des paramètres de Hillas	125
6.3	Reconstruction de la direction du gamma incident en stéréoscopie	126
6.4	Exemple de gerbes atmosphériques simulées	127
6.5	Exemple d'images de gerbe électromagnétique et hadronique sur la caméra de H.E.S.S.	127
6.6	Distribution de la largeur moyenne réduite obtenue pour des simulations Monte Carlo de gammas et de hadrons ainsi que pour des données réelles de bruit de fon129	129
6.7	Reconstruction de la direction de la gerbe et du paramètre d'impact	130
6.8	Reconstruction standard et avancée de la direction du gamma incident	130
6.9	Définition des paramètres utilisés pour la reconstruction des gerbes avec l'analyse Model	132
6.10	Définition des paramètres du Model 3D	133
6.11	Arbre de décision utilisé pour l'estimation de l'énergie du gamma incident par la méthode BDT <i>Oak</i>	135
6.12	Paramètres discriminants issus de la reconstruction <i>Model3D</i> pour la méthode <i>Paris-MVA</i>	137
6.13	Paramètres discriminants issus de la comparaison entre les paramètres de Hillas et les paramètres <i>HillasOnModel</i> obtenus à partir des prédictions <i>Model3D</i> . . .	138
6.14	Représentation des différentes régions <i>ON</i> et <i>OFF</i> possibles dans le champ de vue de la caméra.	142

6.15	Acceptances radiales normalisées pour différentes bandes en angle zénithal . . .	144
6.16	Schématisation de la technique de “Pacman” ou de la “part de tarte”	145
6.17	Distributions du r_{68} obtenu avec la coupure <i>ash</i> (80 p.e.) de l’analyse <i>Paris-MVA</i> et avec la reconstruction <i>Hillas</i> pour la direction des événements	146
6.18	Comparaisons du r_{68} obtenu avec les reconstructions <i>Hillas</i> et <i>Model3D</i>	147
6.19	Surfaces de collection	149
6.20	Biais et résolution en énergie	150
6.21	Evolution de la significativité corrigée en fonction de $\sigma_{pre-trials}$ pour un nombre d’essais égal à 8.4×10^6	152
7.1	Exemple de sélection des bins selon le principe de double seuil	160
7.2	Illustration des différentes étapes de la procédure de sélection des pixels par le système de double seuil sur la portion du plan galactique comprise entre les longitudes 0 et 15°	163
7.3	Comparaison de l’influence des différentes configurations pour la création des cartes d’exclusion	164
7.4	Comparaison de l’influence de différents seuils pour la création des cartes d’ex- clusion	165
7.5	Exemples de cartes <i>ON</i> et <i>OFF</i> simulées pour évaluer les fluctuations du fond .	167
7.6	Exemples de cartes d’excès et de significativité simulées pour évaluer les fluc- tuations du fond	167
7.7	Distributions du nombre d’événements par bin des cartes réelles et simulées . .	168
7.8	Distribution de significativité de la carte simulée	168
7.9	Cartes d’excès et de significativité du champ de vue de la galaxie Pictor A . .	170
7.10	Représentation schématique de la procédure des itérations successives	171
7.11	Régions d’exclusion circulaires issues de la base de données collective et cartes d’exclusion produites pour plusieurs itérations successives	173
7.12	Distribution de la significativité obtenue avec les régions circulaires et les cartes d’exclusion pour plusieurs itérations successives	174
7.13	Évolution de la surface exclue en pourcentage de la surface d’exclusion totale à l’itération précédente.	175
7.14	Régions sélectionnées par l’algorithme de double seuil dans la portion du plan galactique comprise entre les longitudes 0° et 15°	176
7.15	Carte d’excès corrélé à 0.089° de la source HESS J1809-193	177
7.16	Cartes d’excès et de significativité du HotSpot J1813-163	178
7.17	Cartes d’excès et de significativité des HotSpot J1751-266 et HotSpot J1750-272	179
7.18	Cartes d’excès et de significativité du HotSpot J1756-250	180
8.1	Variation de $\bar{\xi}$ en fonction des paramètres d’impact <i>Hillas</i> et <i>Model3D</i>	188
8.2	Variation de $\bar{\xi}$ en fonction du log de l’énergie reconstruite	188
8.3	Variation de $\bar{\xi}$ en fonction de la largeur moyenne réduite MSCW	189
8.4	Variation de $\bar{\xi}$ en fonction de la largeur moyenne réduite MSCL	189
8.5	Variation de ξ en fonction de la différence des paramètres d’impact $\Delta Core = Core - Core_{M3D}$	194

8.6	Variation de ξ en fonction de la différence des hauteurs de maximum de gerbe $\Delta H_{max} = H_{max} - H_{max_{M3D}}$	195
8.7	Exemple de tables donnant la valeur du <i>switch</i> en fonction de l'offset	197
8.8	Résolution angulaire obtenue pour chaque méthode de reconstruction ainsi qu'avec la méthode ξ en fonction de l'angle zénithal (1)	198
8.9	Résolution angulaire obtenue pour chaque méthode de reconstruction ainsi qu'avec la méthode ξ en fonction de l'angle zénithal (2)	199
8.10	Gain moyen par rapport à la reconstruction <i>Hillas</i> seule obtenu avec la méthode ξ pour différentes bandes en angle zénithal	200
8.11	Performance de la méthode ξ en fonction de l'énergie	201
8.12	Résolution angulaire obtenue pour la méthode de reconstruction <i>Hillas</i> seule, la méthode ξ et le cas où la meilleure reconstruction est choisie systématiquement en fonction de l'angle zénithal (1)	202
8.13	Résolution angulaire obtenue pour la méthode de reconstruction <i>Hillas</i> seule, la méthode ξ et le cas où la meilleure reconstruction est choisie systématiquement en fonction de l'angle zénithal (2)	203
8.14	Gain moyen par rapport à la reconstruction <i>Hillas</i> seule obtenu en choisissant systématiquement la meilleure méthode de reconstruction pour différentes bandes en angle zénithal	204
8.15	Distributions de PSF obtenues en fonction des conditions observationnelles lors du <i>big flare</i> de PKS 2155-304 pour la reconstruction <i>Hillas</i> seule ainsi qu'avec la méthode combinée ξ	206
8.16	Contours d'erreur entre le flux et l'indice pour la reconstruction <i>Hillas</i> seule et pour la méthode ξ	208
9.1	Carte d'excès corrélé à la valeur du $r_{68}=0.074^\circ$ de la région du plan galactique autour de la longitude 22°	212
9.2	Distributions des angles zénithaux et offsets pour l'ensemble de données sélectionné	213
9.3	Carte de significativité du champ de vue considéré, régions d'exclusion utilisées et distribution de la significativité	215
9.4	Cartes de significativité multipliées par la carte d'exclusion utilisée correspondante	216
9.5	Carte d'excès corrélé à la valeur du $r_{68}=0.074^\circ$ du champ de vue autour de la source HESS J1832-092	217
9.6	Nombre moyen de gammas par bin dans la surface couverte par l'ajustement de l'excès observé en fonction de la taille des bins	218
9.7	Carte d'excès et distribution en θ^2 correspondante d'une source ponctuelle simulée	220
9.8	Taille ajustée en fonction de la taille simulée pour différentes simulations de sources (150 et 500 gammas)	221
9.9	Taille ajustée en fonction du nombre de gammas dans la source simulée pour une taille intrinsèque de 0.035° et significativité correspondante estimée	221
9.10	Distribution de la taille ajustée obtenue pour 100 sources ponctuelles simulées avec $N_\gamma=150$ et un rebinning de 5.	222

9.11	Moyennes des tailles ajustées en fonction de la taille simulée pour 100 simulations de sources de 150 gammas, distributions correspondantes et projection en fonction des tailles simulées	223
9.12	Variation du χ^2 en fonction de la taille ajustée	224
9.13	Spectre gamma obtenu sous l'hypothèse d'une loi de puissance pure avec la méthode de "forward-folding" et la reconstruction combinée ξ	226
9.14	Contours d'erreur à 1, 2 et 3 σ obtenus des paramètres Φ_0 et Γ avec la méthode ξ et la méthode standard <i>Hillas</i> uniquement	227
9.15	Courbe de lumière de la source HESS J1832-092	228
9.16	Le reste de supernova G22.7-0.2 observé par les télescopes du VLA lors du MAGPIS à 1.4 GHz	228
9.17	Température d'antenne en fonction de la vitesse radiale du ^{13}CO observée lors du GRS dans un carré de 0.2° de côté centré sur la position de HESS J1832-092	230
9.18	Température d'antenne de la raie du ^{13}CO intégrée autour des pics à 28 km s^{-1} pour le nuage (a) et à 77 km s^{-1} pour le nuage (b)	231
9.19	Superposition des images infrarouges du satellite Spitzer, des contours radio des SNRs G22.7-0.2 et W41 et de l'observation de la région d'interaction entre les SNRs par le satellite XMM-Newton	234
9.20	Radiation solaire détectée dans l'instrument Radiation Monitor du satellite XMM-Newton durant les observations du 13 mars 2011	235
9.21	Contours de confiance à 68 %, 95 % et 99 % (correspondant à 1, 2 et 3 σ) de l'ajustement de la position de la source H.E.S.S. à l'aide d'une fonction Gaussienne symétrique à 2 dimensions	236
9.22	Carte en flux lissée du champ de vue observé par XMM-Newton avec les contours de significativité à 3, 5 et 7 σ de la source HESS J1832-092 superposés	237
9.23	Ajustement du spectre des données fournies par XMM-Newton sur la source X .	238
9.24	Absorption N_H cumulée dans la direction de la source X et dérivée à partir des données H_I et ^{12}CO	239
9.25	Carte en coups non lissée de la source XMMU J183245-0921539	240
9.26	Carte en coups entre 10 et 30 GeV du champ de vue de HESS J1832-092	241
9.27	Distribution spectrale de la source HESS J1832-092 modélisée par un spectre de gammas produits par des π^0 issus de protons accélérés	243
9.28	Relation entre les luminosités non thermiques de 23 pulsars vus en rayons X et leur puissance \dot{E}	247
9.29	Fraction de pulsars observés par H.E.S.S. présentant une émission significative en rayons gamma en fonction de $\log(\dot{E}/D^2)$	248
9.30	Évolution du rayon du SNR en fonction du temps pour les deux modèles d'évolution considérés	250
9.31	Distribution des vitesses transverses obtenues sur deux échantillons de pulsars .	251
A.1	Schéma de la magnétosphère des pulsars représentant les différentes d'accélération possibles	258

A.2	Illustration des modèles SCLF et Vacuum gap au niveau de la surface de l'étoile à neutrons	260
A.3	Illustration de la courbure du front de création de paires et de la fente (slot gap) entre le PFF et les dernières lignes de champ ouvertes	261
B.1	Exemple de température d'antenne en fonction de la vitesse radiale observée lors du GRS dans la région du ciel autour du plan galactique à 30° de longitude . . .	263
B.2	Schématisation du mouvement du Soleil et d'un nuage moléculaire dans le disque galactique	264
B.3	Courbe de rotation galactique approximée à l'aide d'une fonction polynomiale .	266
B.4	Exemple de distances obtenues en fonction de la vitesse radiale dans le plan galactique à 22° de longitude	267

Liste des tableaux

6.1	Valeurs des coupures appliquées aux images vues sur la caméra pour les différentes configurations <i>loose</i> , <i>standard</i> et <i>hard</i>	128
7.1	Nombre de clusters détectés par l'algorithme de double seuil et surface exclue totale	166
7.2	Nombre de points chauds détectés et probabilité de fausse détection associée 10^5 simulations de cartes	169
7.3	Nombre de points chauds détectés et probabilité de fausse détection pour des seuils négatifs	169
7.4	Nombre de points chauds détectés et probabilité de fausse détection associée pour 10^5 simulations à partir du champ de vue de Pictor A	170
8.1	Paramètres caractérisant les gerbes dérivés par les différentes méthodes de reconstruction et de discrimination	186
8.2	Nombres d'événements pour lesquels $\eta > 0$, $\eta > 0.5$ et $\eta > 1$ et pourcentages correspondants par rapport au nombre total d'événements étudiés dans chacune des conditions d'observations considérées.	190
8.3	Coupure appliquée sur l'énergie, nombre d'événements sélectionnés par cette coupure et pour lesquels $\eta > 0$, $\eta > 0.5$ et $\eta > 1$	191
8.4	Coupure appliquée sur le paramètre d'impact <i>Hillas</i> , nombre d'événements sélectionnés par cette coupure et pour lesquels $\eta > 0$, $\eta > 0.5$ et $\eta > 1$	192
8.5	Coupure appliquée sur le paramètre d'impact <i>Model3D</i> , nombre d'événements sélectionnés par cette coupure et pour lesquels $\eta > 0$, $\eta > 0.5$ et $\eta > 1$	193
8.6	Coupure appliquée sur le paramètre $\Delta Core$, nombre d'événements sélectionnés par cette coupure et pour lesquels $\eta > 0$, $\eta > 0.5$ et $\eta > 1$	194
8.7	Coupure appliquée sur le paramètre $\Delta Hmax$, nombre d'événements sélectionnés par cette coupure et pour lesquels $\eta > 0$, $\eta > 0.5$ et $\eta > 1$	196
8.8	Statistiques obtenues sur la source PKS 2155-304 lors du <i>big flare</i> avec la méthode de reconstruction <i>Hillas</i> seule ainsi qu'avec la méthode combinée ξ	205
8.9	Détail des résultats obtenus sur le flux et l'indice avec la méthode de reconstruction <i>Hillas</i> seule et avec la méthode ξ	206
8.10	Détail des résultats obtenus dans chaque bin pour le spectre de la source PKS2155-304 lors du <i>big flare</i> avec la méthode de reconstruction <i>Hillas</i>	207
8.11	Détail des résultats obtenus dans chaque bin pour le spectre de la source PKS2155-304 lors du <i>big flare</i> avec la méthode de reconstruction ξ	207
9.1	Comparaison des statistiques obtenues sur la source HESS J1832-092 avec ou sans les outils développés	214
9.2	Statistiques obtenues sur la source HESS J1832-092 avec la reconstruction <i>Hillas</i> seule et la méthode ξ	225

9.3	Détail des résultats obtenus dans chaque bin pour le spectre de la source HESS J1832-092	226
9.4	Forme spectrale testée, rapport des likelihood par rapport à l'hypothèse de loi de puissance et probabilité d'amélioration par hasard correspondante.	227
9.5	Caractéristiques des données ^{13}CO pour les nuages (a) et (b)	230
9.6	Caractéristiques des nuages moléculaires (a) et (b)	232
9.7	Fractions θ de l'énergie de la supernova E_{SN} destinées à l'accélération des protons pour les deux nuages moléculaires considérés	244
9.8	Puissance nécessaire aux électrons pour expliquer le flux gamma mesuré en supposant que ce dernier est uniquement dû au processus d'émission par rayonnement de freinage	245
9.9	Luminosité, puissance et \dot{E}/D^2 du pulsar hypothétique pour chaque distance considérée.	247
9.10	Distance à l'objet, rayon et âge correspondant pour le SNR et vitesse transverse obtenue pour le pulsar pour chaque modèle d'évolution considéré	250
9.11	Probabilité d'avoir une source 2MASS de magnitude $m_K \leq 13$ associée par hasard à la source X	252
A.1	Caractéristiques des deux modèles de calotte polaire au niveau de la surface du pulsar.	259

Liste des Abréviations

2MASS	2 Micron All Sky Survey
AGILE	Astrorivelatore Gamma a Immagini LEggero
AGN	Active Galactic Nuclei
ANTARES	Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch
ARS	Analogic Ring Sampler
ASGAT	AStronomy GAMMA in Themis
ATIC	Advanced Thin Ionization Calorimeter
ATNF	Australia Telescope National Facility
ATOM	Automatic Telescope for Optical Monitoring
AXP	Anomalous X-ray Pulsars
BATSE	Burst And Transient Source Experiment
BL Lac	BL Lacertae
CAT	Cherenkov Array at Themis
CELESTE	Cerenkov Low Energy Sampling and Timing Experiment
CGRO	Compton Gamma-Ray Observatory
CMB	Cosmic Microwave Background
CODALEMA	COsmic-ray Detection Array with Logarithmic ElectroMagnetic Antennas
COMPTEL	Imaging COMPTon TELEScope
CTA	Cherenkov Telescope Array
EBL	Extragalactic Background Light
EGRET	Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope
EPIC	European Imaging Photon Camera
FCRAO	Five College Radio Astronomy Observatory
FSRQ	Flat Spectrum Radio Quasars
GBM	Gamma-ray Burst Monitor
GLAST	Gamma-ray Large Area Space Telescope
GRB	Gamma-Ray Burst
GRS	Galactic Ring Survey

HAWC High Altitude Water Cherenkov observatory
HBL High BL Lac
HEGRA High Energy Gamma Ray Astronomy
HESS High Energy Stereoscopic System
IBL Intermediate BL Lac
IC Inverse Compton
INTEGRAL INTERNATIONAL Gamma-Ray Astrophysics Laboratory
IR InfraRouge
JEM-EUSO Japanese Experiment Module - Extreme Universe Space Observatory
LAT Large Area Telescope
LBL Low BL Lac
LHAASO Large High Altitude Air Shower Observatory
LSR Local Standard of Rest
MAGIC Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov telescope
MAGPIS Multi-Array Galactic Plane Imaging Survey
MHD Magnéto Hydro-Dynamique
MIS Milieu InterStellaire
MOS Metal-Oxide Semi-conductor
MWL Multi-WaveLength
OSO-3 Orbiting Solar Observatory 3
OSSE Oriented Scintillation Spectrometer Experiment
PAMELA Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics
PWN Pulsar Wind Nebula
RXTE Rossi X-ray Timing Explorer
SAS-2 Small Astronomy Satellite 2
SNR SuperNova Remnant
SSC Synchro-Self Compton
VERITAS Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System
XMM X-ray Multi-Mirror

Résumé :

L'expérience H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System), située en Namibie, est un réseau de télescopes basé sur la technique d'imagerie Tcherenkov atmosphérique en stéréoscopie et dédié à l'astronomie gamma entre 100 GeV et quelques dizaines de TeV. H.E.S.S. dispose d'une situation géographique idéale pour observer notre galaxie, la Voie Lactée, et a ainsi pu découvrir des dizaines de nouvelles sources gamma grâce à sa stratégie de relevé systématique du plan galactique. Après environ dix ans d'observations fructueuses, les limites de l'instrument doivent désormais être repoussées pour pouvoir détecter de nouvelles sources plus faibles.

Le développement d'algorithmes avancés permettant d'améliorer la sensibilité et la résolution angulaire de l'instrument est au cœur de cette thèse. Un outil de recherche automatique de nouvelles sources ainsi qu'une amélioration de la soustraction du bruit de fond sont présentés dans le cadre de l'étude des sources très faibles, nécessitant une analyse particulièrement rigoureuse. Une méthode combinant différentes techniques de reconstruction des événements est développée et permet d'améliorer la résolution angulaire sans diminuer la statistique, cruciale pour l'étude des sources faibles.

Ces techniques avancées sont appliquées à l'analyse d'une région complexe du plan galactique, autour du vestige de supernova G22.7-0.2, qui a conduit à la détection d'une nouvelle source, HESS J1832-092. Les contreparties multi-longueurs d'onde à cette source sont présentées et différents scénarios sont envisagés pour expliquer l'origine de l'émission gamma de cet objet astrophysique.

Mots clés :

H.E.S.S., astronomie gamma de très haute énergie, imagerie Tcherenkov atmosphérique en stéréoscopie, HESS J1832-092, vestige de supernova G22.7-0.2, étoiles à neutrons et plérions

Abstract :

H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) is an array of very-high energy gamma-ray telescopes located in Namibia. These telescopes take advantage of the atmospheric Cherenkov technique using stereoscopy, allowing to observe gamma-rays between 100 GeV and a few tens of TeV. The location of the H.E.S.S. telescopes in the Southern hemisphere allows to observe the central parts of our galaxy, the Milky Way. Tens of new gamma-ray sources were thereby discovered thanks to the galactic plane survey strategy. After ten years of fruitful observations with many detections, it is now necessary to improve the detector performance in order to detect new sources by increasing the sensitivity and improving the angular resolution.

The aim of this thesis consists in the development of advanced analysis techniques allowing to make sharper analysis. An automatic tool to look for new sources and to improve the subtraction of the background noise is presented. It is optimized for the study of weak sources that needs a very rigorous analysis. A combined reconstruction method is built in order to improve the angular resolution without reducing the statistics, which is critical for weak sources.

These advanced methods are applied to the analysis of a complex region of the galactic plane near the supernova remnant G22.7-0.2, leading to the detection of a new source, HESS J1832-092. Multi-wavelength counterparts are shown and several scenarii are considered to explain the origin of the gamma-ray signal of this astrophysical object.

Keywords :

H.E.S.S., very-high-energy gamma-ray astronomy, stereoscopic atmospheric Cherenkov imagery, HESS J1832-092, supernova remnant G22.7-0.2, neutron stars and plerions